VISIT…

LANZAROTE
Caliente.COM

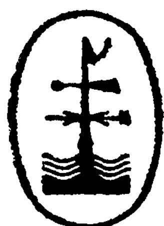
АТМОСФЕРА

Справочник

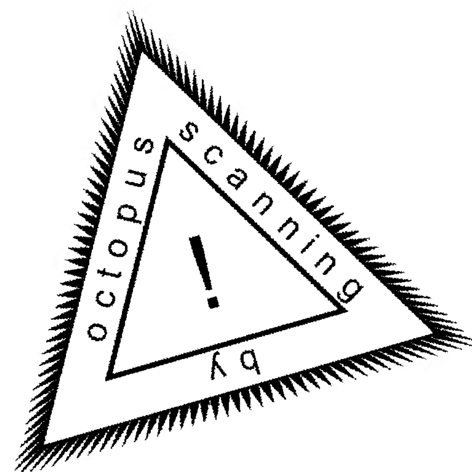
АТМОСФЕРА

Справочник

(справочные данные, модели)



Ленинград
Гидрометеоиздат
1991



УДК 551.510

Редколлегия: проф. Ю. С. Седунов (председатель), проф. С. И. Авдюшин, проф. Е. П. Борисенков, проф. О. А. Волковицкий, Н. Н. Петров, канд. физ.-мат. наук Р. Г. Рейтенбах, канд. техн. наук В. И. Смирнов, проф. А. А. Черников.

Editorial board: Prof. Yu. S. Sedunov (Chairman), Prof. S. I. Avdiushin, Prof. E. P. Borisenkov, Prof. O. A. Volkovitsky, N. N. Petrov, R. G. Reitenbakh (Cand. Sc.), V. I. Smirnov (Cand. Sc.), Prof. A. A. Chernikov

Излагаются сведения об основных геофизических процессах в атмосфере, дается перечень физических параметров атмосферы и характеристик состава атмосферы, для которых сообщаются типичные и экстремальные значения. Описываются современные модельные схемы синоптических процессов, облачности, явлений погоды и даются диапазоны изменений значений отдельных параметров. Материал представлен в пяти частях: для нижней, средней и верхней атмосферы соответственно, отдельно рассмотрены основные геофизические процессы и характеристики атмосферы, а также выделены дополнительные сведения об атмосфере.

Предназначена для широкого круга специалистов различных отраслей науки и техники, занимающихся проектированием и определением условий функционирования различных технических систем в атмосфере, а также для специалистов по гидрометеорологии, аспирантов и студентов.

The "Atmosphere Handbook" presents information on the principal geophysical processes in the atmosphere; a list of atmosphere physical parameters as well as atmospheric composition characteristics is offered together with their typical and extreme values. The present day model schemes of synoptic processes, cloud and weather phenomena are given. The material is presented in five parts: for the lower, middle and upper atmosphere respectively. The main geophysical processes and atmosphere characteristics, additional reference material are also presented in separate parts.

The book is intended for specialists in different fields of science and technology, engaged in design and assessment of conditions for operation of various technical systems in the atmosphere as well as for hydrometeorologists, under- and postgraduate students.

А $\frac{1805040400-025}{069(02)-91}$ 18-90

ISBN 5—286—00245—5

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 9

Часть I. Основные геофизические процессы и характеристики атмосферы 11

Глава 1. Параметры атмосферы и их изменчивость . 13
1.1. Строение и состав атмосферы . . . . . . —
1.1.1. Слои атмосферы . . . . —
1.1.2. Состав атмосферного воздуха . . . . . —
1.1.3. Главнейшие малые газовые составляющие (МГС) 14
1.1.4. Свободные радикалы 15
1.2. Солнечная и инфракрасная радиация в атмосфере . . . . —
1.2.1. Солнечная радиация . . . . —
1.2.2. Инфракрасная радиация в атмосфере . . 16
1.3. Термодинамика атмосферы 17
1.3.1. Введение . . . . —
1.3.2. Сухоадиабатические процессы . . . . . —
1.3.3. Влажноадиабатические процессы . . . . —
1.3.4. Термодинамическая устойчивость атмосферы 18
1.3.5. О критериях устойчивости . . . . . . —
1.3.6. Метод слоя 19
1.3.7. Процессы фазовых переходов 20
1.4 Фазовые переходы в атмосфере . . . . . . —
1.4.1. Общие данные . . . . —
1.4.2. Ядра конденсации 21
1.4.3. Ледяные ядра . . . . —
1.4.4. Рост капель облаков 22
1.4.5. Рост кристаллов в облаках . . . . . . —
1.4.6. Глобальный баланс влаги в атмосфере . —
1.5. Силы, действующие в атмосфере. Общая циркуляция . . . . —
1.5.1. Основные понятия . . . . —
1.5.2. Фундаментальные законы гидро- и термодинамики и их приложение к изучению атмосферных процессов 23
1.5.3. Уравнения динамики в различных системах координат 26
1.5.4. Барометрические формулы для политропной атмосферы и для больших высот . . 27
1.5.5. Преобразование вертикальных координат —
1.5.6. Доступная потенциальная энергия . . . 29
1.5.7. Уравнение баланса . . . . —
1.5.8. Общая циркуляция атмосферы . . . . . —
1.6. Понятие климата, климатообразующих факторов 30
1.7. Статистическое описание одномерной величины 31
1.8. Статистическое описание многомерных величин 33
1.9. Годовой и суточный периоды . . . . —
1.10. Точность характеристик климата и изменчивость атмосферных параметров 35
Список литературы . . . . —

Часть II. Нижняя атмосфера 37

Глава 2. Температура, давление, плотность 39
2.1. Вертикальная структура. Стандартная атмосфера . . . . —
2.2. Зональное распределение. Справочная атмосфера 40
2.3. Пространственно-временнóе распределение. Климатические районы 45
2.4. Функции распределения и корреляции . . . 57
2.5. Тропопауза 58
Список литературы 62

Глава 3. Ветер 64
3.1. Зональное распределение . . . . —
3.2. Пространственно-временнóе распределение . . 68
3.3. Функции распределения и корреляции . . . 69
Список литературы 73

Глава 4. Влажность 75
4.1. Характеристики влажности . . . . —
4.2. Вертикальное распределение влажности . . . 76
4.3. Зональное распределение 77
4.4. Пространственно-временнóе распределение . . 78
4.5. Функции распределения и корреляции 80
Список литературы 81

Глава 5. Облака 83
5.1. Классификация облаков . . . . —
5.1.1. Введение . . . . —
5.1.2. Классификация облаков . . . . —
5.1.3. Основные атмосферные процессы, приводящие к образованию облаков различных форм . . . . —
5.2. Повторяемость и пространственная структура облаков различных форм 84
5.2.1. Классификация пространственно-временных масштабов атмосферных процессов . —
5.2.2. Степень закрытия небосвода 85
5.2.3. Повторяемость облаков различных форм . 86
5.2.3.1. Слоистообразные облака . . . . . . —
5.2.3.2. Облачные системы теплых фронтов (ОС ТФ) 87
5.2.3.3. Облачные системы холодных фронтов (ОС ХФ) 88
5.2.3.4. Облачные системы фронтов окклюзии (ОС ФО) . . . . —
5.2.3.5. Мезоструктура фронтальных ОС. Затопленная конвекция 89
5.2.4. Облака вертикального развития (Cu, Cb) 90
5.2.4.1. Основные характеристики Cu и Cb . —
5.2.4.2. Разновидности Cb . . . . —
5.2.4.3. Поля конвективных облаков 92
5.2.5. Вертикальная структура облаков различных форм 95
5.2.5.1. Облака нижнего яруса 96
5.2.5.2. Облака среднего яруса 97
5.2.5.3. Облака верхнего яруса . . . . . . —
5.2.5.4. Облака конвективного развития . . . 98
5.2.6. Температурный режим и влажность в облаках различных форм . . . . —
5.2.6.1. Облака нижнего яруса . . . . . . —
5.2.6.2. Облака среднего яруса 99
5.2.6.3. Облака верхнего яруса . . . . . . —
5.2.6.4. Вертикальное распределение и вертикальный градиент температуры в слоистообразных облаках 100
5.2.6.5. Горизонтальные градиенты температуры в слоистообразных облаках . . 101
5.2.6.6. Структура поля температуры в зонах кучевых и кучево-дождевых облаков . . —
5.2.6.7. Влажность в облаках 102
5.3. Вертикальные движения и турбулентность в облаках 103
5.3.1. Вертикальные движения во фронтальных облаках . . . . —
5.3.2. Вертикальные потоки внутри Cu и в его окрестности . . . . —
5.3.3. Вертикальные потоки внутри Cb и в его окрестности 104
5.3.4. Вовлечение в конвективные облака . . . 105
5.3.5. Турбулентность в слоистообразных и волнистообразных облаках . . . . —
5.3.6. Спектральная структура пульсаций в слоистообразных и волнистообразных облаках 106
5.3.7. Турбулентность внутри Cu, Cb и в их окрестностях 107
5.3.8. Спектральная структура пульсаций в Cu, Cb . . . . —
5.4. Микроструктура облаков 108
5.4.1. Фазовое строение облаков . . . . . . —
5.4.2. Концентрация и спектр размеров облачных капель 109

5.4.3. Форма кристаллов, их плотность и скорость падения 111
5.4.4. Интегральные микроструктурные параметры облаков . . . . —
5.4.5. Водозапасы облаков 114
Список литературы 115

Глава 6. Осадки 116

6.1. Основные закономерности пространственного распределения годового количества осадков . . —
6.1.1. Пространственное распределение осадков на равнинной части территории СССР 117
6.1.1.1. Месячное количество осадков 119
6.1.2. Основные характеристики атмосферных осадков на континентах 121
6.1.2.1. Западная Европа . . . . —
6.1.2.2. Зарубежная Азия 123
6.1.2.3. Африка 125
6.1.2.4. Северная Америка . . . . —
6.1.2.5. Южная Америка 128
6.1.2.6. Австралия . . . . —
6.1.2.7. Океания 130
6.1.3. Основные закономерности поля осадков континентов . . . . —
6.2. Пространственно-временна́я структура полей жидких осадков 131
6.2.1. Классификация осадков . . . . —
6.2.2. Структура осадков теплового периода года —
6.2.3. Географическое распределение характеристик интенсивности осадков теплого периода 134
6.2.4. Пространственно-временна́я структура полей осадков . . . . —
Список литературы 141

Глава 7. Синоптические системы и явления погоды . 142

7.1. Воздушные массы и фронты . . . . —
7.2. Циклоны и антициклоны 143
7.3. Тропические циклоны 144
7.4. Конвективные явления (конвекция) 146
7.5. Струйные течения 147
7.6. Смерч 148
7.7. Местная циркуляция 149
7.8. Обледенение 150
7.9. Метели . . . . —
7.10. Туманы . . . . —
7.11. Пыльные бури 152
7.12. Град . . . . —
7.13. Грозы 153
Список литературы 154

Глава 8. Радиационный режим 156

8.1. Характеристики радиационного режима . . . —
8.1.1. Прямая солнечная радиация . . . . . —
8.1.2. Рассеянная радиация 157
8.1.3. Суммарная радиация . . . . —
8.1.4. Альбедо подстилающей поверхности . . 158
8.1.5. Радиационный баланс подстилающей поверхности 159
8.1.6. Прозрачность атмосферы 160
8.2. Географическое распределение составляющих радиационного баланса 162
8.2.1. Распределение суммарной радиации на земном шаре . . . . —
8.2.2. Распределение прямой, рассеянной и суммарной радиации на территории СССР. . 163
8.2.3. Географическое распределение средних многолетних характеристик альбедо подстилающей поверхности 170
8.2.4. Распределение радиационного баланса на территории СССР . . . . —
8.3. Особенности структуры временны́х рядов и поля солнечной радиации 175
8.3.1. Временна́я изменчивость месячных и суточных сумм суммарной радиации . . . —
8.3.2. Пространственная корреляция сумм солнечной радиации . . . . —
8.4. Экспериментальные исследования радиационного режима в свободной атмосфере 176
Список литературы 177

Глава 9. Пограничный слой атмосферы 179

9.1. Общие представления о строении пограничного слоя атмосферы. Внешние параметры . . . . —
9.2. Типовые профили скорости ветра, температуры и влажности воздуха 181
9.3. Суточный ход температуры, ветра и влажности воздуха на разных высотах 185
9.4. Расчетные характеристики АПС в нижнем слое атмосферы 187
9.5. Структура турбулентности в приземном и пограничном слоях атмосферы 190
9.6. Особенности строения пограничного слоя в условиях горизонтально неоднородной поверхности 193
Список литературы 196

Глава 10. Турбулентность в атмосфере 199

10.1. Основные характеристики турбулентных движений . . . . —
10.1.1. Статистический аппарат описания турбулентности . . . . —
10.1.2. Структура турбулентного потока 201
10.1.2.1. Когерентные вихревые структуры . . —
10.1.2.2. Общие закономерности образования и эволюции стохастической турбулентности . . . . —
10.1.2.3. Энергетика стохастической турбулентности . . . . —
10.1.2.4. Внешний и внутренний масштабы турбулентности 202
10.2. Турбулентность в ясном небе 203
10.2.1. Пространственные и временны́е параметры ТЯН в тропосфере и нижней стратосфере . . . . —
10.2.1.1. Размеры и форма турбулентных зон —
10.2.2. Временна́я эволюция ТЯН 205
10.2.3. Интенсивность ТЯН в тропосфере и нижней стратосфере . . . . —
10.2.3.1. Вертикальные и горизонтальные скорости пульсаций . . . . —
10.2.4. Спектральные характеристики ТЯН . . 208
10.2.4.1. Зависимость спектров ТЯН от атмосферной стратификации 209
10.2.4.2. Формы представления спектров ТЯН в авиационных приложениях 210
Список литературы 211

Часть III. Средняя атмосфера 213

Глава 11. Структура средней атмосферы и особенности пространственно-временных вариаций ее параметров 215
11.1. Вертикальное распределение метеорологических параметров в средней атмосфере . . . —
11.2. Межполушарные различия в средних значениях метеорологических элементов . . . —
11.3 Меридиональное распределение 217
11.4. Сезонный ход термодинамических параметров 219
11.5. Сезонные перестройки циркуляции 221
11.6. Средние поля метеорологических элементов 223
11.7. Стратосферные потепления 228
Список литературы 229

Глава 12. Эмпирические модели средней атмосферы . 230
12.1. Краткий обзор стандартных и справочных атмосфер . . . . —
12.2. Справочная атмосфера, построенная на основе спутниковых данных 231
12.3 Некоторые вопросы последовательного аналитического представления справочных атмосфер . . . . —
12.4. Аналитическая справочная атмосфера . . . 232
12.5. Уточненная аналитическая справочная атмосфера северного полушария 233
12.6. Сопоставление уточненной аналитической модели с другими справочными атмосферами —
12.7. Аналитическое описание средних метеорологических полей на уровнях нижней термосферы 237
12.8. Средние квадратические отклонения метеорологических параметров средней атмосферы 238
12.9. Квантили одномерного распределения метеорологических параметров 240
12.10. Вертикальные корреляционные функции . . 241
12.11. Естественные ортогональные составляющие вертикальных профилей метеорологических параметров средней атмосферы 244
12.12. Нестационарные планетарные волны . . . 245

12.13. Мезомасштабные возмущения атмосферы . 246
12.14. Приливы в средней атмосфере 248
Список литературы . . . . —
Глава 13. Динамика средней атмосферы 251
13.1. Общий вид уравнений гидродинамики в различных системах координат . . . . . . —
13.2. Некоторые упрощения исходной системы уравнений гидродинамики 254
13.3. Зональность и вихревые составляющие . . 256
13.4. Трение и турбулентность, вызванные внутренними гравитационными волнами . . . 258
13.5. Об использовании экспериментальных данных для анализа движений и потоков в средней атмосфере 259
Список литературы 260
Глава 14. Радиационные процессы в средней атмосфере 262
14.1. Введение . . . . —
14.2. Основные фотометрические величины . . . 263
14.3. Физика радиационных процессов 264
14.3.1. Уширение спектральных линий . . . . —
14.3.2. Функция Планка. Излучение абсолютно черного тела 265
14.3.3. Поглощение . . . . —
14.3.3.1. Коротковолновая область 266
14.3.3.2. Длинноволновая область 267
14.3.4. Рассеяние 268
14.3.5. Уравнение переноса излучения 269
14.3.6. Нагревание средней атмосферы коротковолновой (солнечной) радиацией 270
14.3.7. Фотодиссоциация 271
14.4. Методы расчета радиационных процессов в ИК-диапазоне . . . . —
14.4.1. Расчет функций пропускания 272
14.4.2. Нагревание/выхолаживание средней атмосферы в ИК-диапазоне 274
14.5. Данные для расчета радиационных процессов 275
14.5.1. Внеатмосферный спектр и некоторые сопутствующие данные . . . . —
14.5.2. Спектроскопические данные для расчета фотодиссоциации 277
14.5.3. Параметризация потока УФ-радиации в атмосфере в диапазоне длин волн 280—380 мм 281
14.5.4. Некоторые полезные постоянные 284
Список литературы . . . . —
Глава 15. Состав и химия средней атмосферы 286
15.1. Введение . . . . —
15.1.1. Кислородные составляющие . . . . . —
15.1.2. Озон O_3 288
15.2. Углеродные компоненты 289
15.2.1. Метан CH_4 . . . . —
15.2.2. Формальдегид CH_2O 290
15.2.3. Оксид углерода CO 291
15.2.4. Диоксид углерода CO_2 292
15.2.5. Углеводороды 293
15.3. Водородные соединения . . . . —
15.3.1. Водяной пар H_2O . . . . —
15.3.2. Молекулярный водород H_2 295
15.3.3. Водородные радикалы . . . . —
15.3.4. Атомарный водород H 296
15.3.5. Гидроксил OH . . . . —
15.3.6. Гидропероксил HO_2 297
15.3.7. Перекись водорода H_2O_2 298
15.4. Азотные составляющие 299
15.4.1. Закись азота N_2O . . . . —
15.4.2. Оксид азота NO 300
15.4.3. Диоксид азота NO_2 301
15.4.4. Триоксид азота NO_3 . . . . —
15.4.5. Азотный ангидрид N_2O_5 302
15.4.6. Азотная кислота HNO_3 . . . . . . —
15.4.7 Перекисноазотная кислота HNO_4 . . . . —
15.5. Соединения хлора 303
15.5.1. Атомарный хлор Cl 304
15.5.2. Оксид хлора ClO . . . . —
15.5.3. Нитрат хлора $ClONO_2$ 305
15.5.4. Хлористый водород HCl . . . . —
15.6. Соединения брома 306
15.6.1. Метилбромид CH_3Br 307
15.6.2. Галон 1301 $CBrF_3$ . . . . —
15.6.3. Галон 1211 $CBrClF_2$ . . . . —
15.7. Соединения фтора . . . . —
15.8. Галогенуглеводороды 308
15.8.1. Четыреххлористый углерод CCl_4 (ХФУ-10) 310
15.8.2. Метилхлорид CH_3Cl . . . . —
15.8.3. Метилхлороформ CH_3CCl_3 311
15.8.4. Фреоны . . . . —
15.9. Ионный состав средней атмосферы 313
15.9.1. Ионный состав стратосферы . . . . . —
15.9.2. Ионный состав области *D* 319
15.10. Свободные электроны в мезосфере (область D) 323
Список литературы 334
Глава 16. Глобальное распределение атмосферного озона 338
16.1. Общее содержание озона и его изменчивость для северного полушария . . . . . . —
16.2. Общее содержание озона и его изменчивость для южного полушария 343
16.3. Вертикальное распределение озона 346
Список литературы 357
Часть IV. Верхняя атмосфера 359
Введение 361
Список литературы 363
Глава 17. Кинетика элементарных процессов в верхней атмосфере 364
17.1. Фотодиссоциация и фотоионизация . . . . —
17.2. Столкновительные процессы 366
17.3. Аэрономические реакции 368
Список литературы 369
Глава 18. Тепловой баланс 370
18.1. Функции нагревания . . . . —
18.2. Процессы охлаждения 371
18.3. Распределение температуры 372
Список литературы 373
Глава 19. Плотность, состав, динамика 374
19.1. Диффузия, турбулентность, среднемассовый перенос . . . . —
19.2. Распределение основных нейтральных составляющих 375
19.3. Малые и возбужденные компоненты . . . 376
Список литературы 378
Глава 20. Заряженные компоненты 379
20.1. Область *E* . . . . —
20.2. Область *F* . . . . —
Список литературы 381
Глава 21. Свечение верхней атмосферы и возбуждение частиц 382
21.1. Основные характеристики эмиссий . . . . —
21.2. Механизмы возбуждения эмиссий 384
Список литературы . . . . —
Глава 22. Модели верхней атмосферы 385
22.1. Модели отдельных областей . . . . . . —
22.2. Самосогласованные модели 386
22.3. Эмпирические и полуэмпирические модели . —
Список литературы 391
Часть V. Дополнительные сведения об атмосфере . . 393
Глава 23. Атмосферное электричество 395
23.1. Характеристики атмосферного электричества —
23.2. Глобальная атмосферно-электрическая токовая цепь . . . . —
23.2.1. Понятие о глобальной атмосферно-электрической цепи. Основные уравнения. Электропроводность атмосферы . . . . —
23.2.2. Модели глобальной атмосферно-электрической токовой цепи 396
23.3. Электричество приземного слоя 400
23.3.1. Классический электродный эффект . . . —
23.3.2. Турбулентный электродный эффект . . 401
23.3.3. Влияние аэрозоля на распределение электрических характеристик в приземном слое атмосферы 403
23.4. Пространственно-временные распределения величин атмосферного электричества . . . 404
23.4.1. Пространственная структура электрического поля в нижнем слое атмосферы . . —

23.4.2. Временные вариации элементов атмосферного электричества 406
Список литературы 407
Глава 24. Распространение электромагнитных волн в атмосфере 409

24.1. Основные определения . . . . —
24.1.1. Электромагнитная волна и ее поляризация . . . . —
24.1.2. Вектор-параметр Стокса . . . . —
24.1.3. Основные определения 410
24.2. Уравнение переноса излучения в атмосфере . 411
24.2.1. Нестационарное уравнение . . . . . . —
24.2.2. Стационарное уравнение . . . . —
24.3. Ослабление излучения в атмосфере . . . . . —
24.3.1. Закон Бугера—Ламберта—Бера . . . . . —
24.3.2. Ослабление солнечного излучения . . . 412
24.3.3. Рефракция оптического излучения в атмосфере . . . . —
24.4. Поглощение оптического излучения газовыми составляющими атмосферы 413
24.4.1. Молекулярное поглощение . . . . . . —
24.4.2. Спектр поглощения атмосферного воздуха 414
24.4.3. Методы расчета молекулярного поглощения в атмосфере 415
24.5. Молекулярное рассеяние излучения . . . . —
24.5.1. Молекулярное рэлеевское рассеяние (МРР) . . . . —
24.5.2. Рассеяние света на флуктуациях плотности и анизотропии 416
24.5.3. Неупругое рассеяние излучения молекулами 417
24.6. Поглощение и рассеяние излучения частицами . . . . —
24.6.1. Основные параметры . . . . —
24.6.2. Поглощение и рассеяние излучения отдельными сферическими частицами . . —
24.6.3. Поглощение и рассеяние излучения системой частиц 419
24.7. Поглощение и рассеяние оптического излучения атмосферными частицами . . . . —
24.7.1. Поглощение и рассеяние атмосферным аэрозолем . . . . —
24.7.2. Поглощение и рассеяние излучения в облаках, туманах, дымках 423
24.7.3. Поглощение и рассеяние в осадках . . . 425
24.8. Распределение радиоизлучения в атмосфере —
24.8.1. Поглощение и рассеяние радиоизлучения в облаках . . . . —
24.8.2. Поглощение и рассеяние радиоизлучения в осадках 426
24.8.3. Поглощение радиоизлучения атмосферными газами 427
24.8.4. Статистические характеристики радиотеплового излучения облачной атмосферы . —
24.9. Распространение оптического излучения в турбулентной атмосфере 431
24.9.1. Статистические характеристики оптических неоднородностей в атмосфере . . . —
24.9.2. Флуктуации интенсивности излучения . 432
24.9.3. Флуктуации фазы и нарушение когерентности в лазерных пучках 434
24.9.4. Средняя интенсивность и уширение световых пучков 435
24.9.5. Случайные смещения световых пучков (случайная рефракция) . . . . —
24.10. Перенос оптического изображения и видимость объектов и огней в атмосфере —
24.10.1. Перенос изображения 436
24.10.2. Видимость объектов в атмосфере . . . 437
24.10.3. Видимость точечных источников света . 438
24.10.4. Перенос оптических сигналов в атмосфере . . . . —
24.11. Распространение интенсивного лазерного излучения в атмосфере 439
24.11.1. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в воздухе . . . . —
24.11.2. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках и туманах . . . 440
24.11.3. Оптический пробой в атмосфере . . . 443
24.11.4. Эффекты вынужденного рассеяния . . —
Список литературы 444
Глава 25. Атмосферный аэрозоль 447
25.1. Введение . . . . —
25.2. Почвенные аэрозоли 449
25.3. Океанические аэрозоли 451
25.4. Вторичные аэрозоли или аэрозоли, образующиеся *in situ* 453
25.5. Стратосферный аэрозоль 456
25.6. Климатические эффекты аэрозоля 459
Список литературы . . . . —
Глава 26. Антропогенное загрязнение атмосферы . . . 464
26.1. Основные понятия об источниках и характеристиках загрязнения . . . . —
26.2. Характеристики выбросов атмосферных примесей 465
26.3. Критерии качества атмосферного воздуха и последствия загрязнения атмосферы 472
26.4. Организация системы контроля загрязнения воздуха 476
26.5. Состояние загрязнения воздуха в городах и промышленных районах 477
26.6. Фоновое загрязнение атмосферы и трансграничный перенос примесей 481
26.7. Моделирование и расчет загрязнения атмосферы 488
Список литературы 494
Глава 27. Атмосферная акустика 496
27.1. Основные определения . . . . —
27.2. Скорость звука в атмосфере . . . . —
27.3. Поглощение звука в воздухе 497
27.4. Нелинейное ослабление звука 498
27.5. Рефракция звука 499
27.6. Влияние атмосферной турбулентности на распространение звуковых волн 500
27.7. Акустическое зондирование атмосферы . . . 501
27.8. Радиоакустическое зондирование атмосферы 502
Список литературы 503
Предметный указатель 504

ПРЕДИСЛОВИЕ

Атмосфера является одним из самых динамичных компонентов окружающей природной среды. Состояние атмосферы Земли определяется множеством физических характеристик и процессов, химическим составом и преобразованиями веществ, синоптическими и климатологическими характеристиками, процессами взаимодействия с внешними факторами и антропогенным воздействием. В настоящем издании предпринята попытка собрать основные систематизированные данные об атмосфере, которые могут быть использованы широким кругом специалистов. Вводятся необходимые понятия и определения, сообщаются типичные и экстремальные значения характеристик. Даются рекомендации по применению различных эмпирических или полуэмпирических моделей для описания процессов, аппроксимации соотношений, описания случайных множеств, процессов и полей. В издании представлен широкий комплекс научных знаний об атмосфере.

Настоящее издание состоит из пяти частей. В первой части, состоящей из одной главы, рассмотрены основные геофизические процессы и характеристики атмосферы. В следующих трех частях представлены сведения об атмосфере, для удобства изложения разделенной на нижнюю атмосферу (до высоты 30 км), среднюю атмосферу (от 30 до 100 км) и верхнюю атмосферу (выше 100 км). Это разделение несколько отличается от традиционного, при котором выделяются такие оболочки, как тропосфера, стратосфера, мезосфера, ионосфера и т. д., однако оно соответствует международной исследовательской практике. Как представляется редколлегии, такая компоновка сведений об атмосфере позволила изложить материалы без лишнего дублирования, хотя некоторое размывание условных границ произошло. В пятой части представлены дополнительные сведения об атмосфере.

В части «Нижняя атмосфера» описаны распределения в пространстве и во времени полей температуры, давления, плотности, ветра, влажности, осадков, радиационных потоков; приведены схемы климатического районирования; рекомендованы аппроксимации функций распределения, выбор моделей пространственных и временных корреляций; изложены некоторые новые статистические характеристики отдельных атмосферных параметров для инженерных расчетов. В описание климатических полей ветра включены справочные сведения о струйных течениях. При обсуждении турбулентности атмосферы даются сведения о явлении турбулентности при ясном небе. Кроме того, приводятся сведения о пространственном и временно́м распределении облачности, модели микроструктуры облаков, микрофизические характеристики и электрические параметры облаков. Описывается строение пограничного слоя атмосферы и происходящие в нем процессы.

Климатологическое обобщение в части «Средняя атмосфера» построено на основании комплексного анализа данных ракетных измерений и спутниковых наблюдений. Описываются радиационные процессы в средней атмосфере и методы расчета их характеристик. Излагаются общие сведения о составе и химических процессах в средней атмосфере; при этом значительное внимание уделено описанию процессов в озонном слое и его климатологических характеристик. Рассматриваются географические особенности полей метеорологических величин в средней атмосфере, модели их описания. Приведены сведения об антропогенных воздействиях.

В части «Верхняя атмосфера» излагаются справочные сведения о параметрах верхней атмосферы. Модели пространственно-временно́го распределения плотности, состава, содержания заряженных, нейтральных и возбужденных компонент, температуры, динамических параметров атмосферы даются для различных гелиофизических условий. Обсуждаются процессы поглощения солнечного ультрафиолетового излучения, процессы нагревания и охлаждения верхней атмосферы, процессы молекулярной диффузии, турбулентности, среднего переноса, амбиполярной диффузии заряженных частиц. Представлены сведения о химическом составе, аэрономических реакциях и основных эмиссиях верхней атмосферы. Излагаются методы и описываются приборы для измерения параметров верхней атмосферы.

В пятую часть включены сведения об атмосферном электричестве, распространении электромагнитных волн, аэрозолей, антропогенном загрязнении и акустике. Для решения задач распространения электромагнитных волн и оптического излучения приведены модели расчетов с учетом облачности, аэрозоля, газовых составляющих, турбулентности и других факторов. В главе, посвященной атмосферному электричеству, выделены сведения для приземного и пограничного слоев, даны географическое и годовое распределение характеристик, показана зависимость от антропогенных факторов. Представлены характеристики современного фонового загрязнения воздуха и примеры характеристик локального загрязнения, приведены сведения о моделях распространения загрязнения воздуха.

Редколлегия сознательно отказалась от построения оглавления по критерию применения сведений об атмосфере в различных отраслях техники и народного хозяйства. В то же время изложение материала ориентировано на его использование специалистами в различных отраслях народного хозяйства для выполнения практических инженерных расчетов, а также на специалистов в различных отраслях науки.

Естественное требование о сохранении разумного объема издания заставило отказаться от включения исчерпывающей библиографии. В списки литературы были включены основные рекомендуемые издания или необходимые для лучшего понимания положений краткого текста. Из-за ограниченности объема издания в него практически не включены сведения о методах измерения, аппаратуре и не обсуждаются вопросы точности и репрезентативности данных.

В подготовке справочного издания участвовали ведущие специалисты институтов Госкомгидромета СССР: ВНИИГМИ-МЦД, ГГО, Гидрометцентр СССР, ИПГ, НПО «Тайфун», ЦАО.

Текст справочного издания подготовлен коллективами авторов: предисловие — Ю. С. Седунов, Н. Н. Петров; глава 1 — Е. П. Борисенков (п. 1.5, 1.6), Н. В. Кобышева (п. 1.10), М. А. Прокофьев (п. 1.1, 1.2), Р. Г. Рейтенбах (п. 1.7—1.9), А. Х. Хргиан (п. 1.3, 1.4), главы 2, 3 — Р. Г. Рейтенбах; глава 4 — О. А. Алдухов, Б. Г. Шерстюков; глава 5 — И. П. Мазин, А. Х. Хргиан, С. М. Шметер; глава 6 — Ж. Д. Алибегова (п. 6.2), Ц. А. Швер (п. 6.1); глава 7 — А. А. Васильев, Н. И. Глушкова, Г. Г. Громова, В. Н. Карпенко, М. Н. Мытарев, А. М. Носова, И. А. Обухова, Г. И. Прилипко, И. Г. Ситников, Н. П. Шакина; глава 8 — Т. Г. Берлянд, Г. П. Гущин, Л. Н. Дьяченко, Н. А. Зайцева, Е. Г. Кравчук, И. В. Морозова, В. В. Стадник, Н. Е. Тер-Маркарянц; глава 9 — М. М. Борисенко, Н. Л. Бызова, Л. Р. Орленко (9.4), Н. Л. Бызова (п. 9.5), Н. Л. Бызова, Л. Р. Орленко (9.1—9.3), Е. Д. Надёжина (9.6); глава 10 — С. М. Шметер; глава 11 — И. В. Бугаева, Ю. П. Кошельков, Л. А. Рязанова, Д. А. Тарасенко; глава 12 — В. Н. Гладков, А. И. Ивановский, В. В. Федоров; глава 13 — А. И. Ивановский; глава 14 — В. В. Филюшкин, В. У. Хаттатов; глава 15 — С. В. Пахомов, В. У. Хаттатов, Э. А. Чаянова; глава 16 — В. И. Бекорюков, В. Э. Фиолетов, А. Х. Хргиан; главы 17—22 — С. И. Авдюшин, М. Н. Власов, Г. Ф. Тулинов; глава 23 — В. Н. Морозов; глава 24 — Р. Х. Алмаев, Ю. Н. Коломиец, С. С. Лебедев, А. М. Скрипкин (п. 24.11), Ю. И. Баранов (п. 24.4), Л. П. Бобылев, Г. Б. Брылев, С. Ю. Матросов, Г. Г. Щукин (п. 24.8), А. П. Будник, А. Г. Петрушин (п. 24.3), Е. В. Дорофеев (п. 24.2.2), А. С. Дрофа (п. 24.9), А. С. Дрофа, Л. Н. Павлова, А. Л. Усачев (п. 24.10), Л. Н. Павлова (п. 24.1, 24.2, 24.5—24.7); глава 25 — В. А. Иванов; глава 26 — М. Е. Берлянд, В. С. Елисеев; глава 27 — В. И. Ветров, М. А. Каллистратова, А. Б. Шупяцкий.

ЧАСТЬ I

Основные геофизические про
и
характеристики атмосферы

Часть I. ОСНОВНЫЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ АТМОСФЕРЫ

Глава 1. Параметры атмосферы и их изменчивость

1.1. Строение и состав атмосферы

1.2. Солнечная и инфракрасная радиация в атмосфере

1.3. Термодинамика атмосферы

1.4. Фазовые переходы в атмосфере

1.5. Силы, действующие в атмосфере. Общая циркуляция

1.6. Понятие климата, климатообразующих факторов

1.7. Статистическое описание одномерной величины

1.8. Статистическое описание многомерных величин

1.9. Годовой и суточный периоды

1.10. Точность характеристик климата и изменчивость атмосферных параметров

Глава 1. ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕРЫ И ИХ ИЗМЕНЧИВОСТЬ

1.1. СТРОЕНИЕ И СОСТАВ АТМОСФЕРЫ

Атмосфера — газовая оболочка Земли, имеющая практически неизменную массу, которая составляет около $5{,}157 \cdot 10^{15}$ т (для сравнения масса Земли составляет $5{,}98 \cdot 10^{21}$ т).

До высоты примерно 60—80 км атмосфера находится в хорошо перемешанном состоянии с практически постоянным составом; здесь выполняются законы локального термодинамического равновесия. Выше эти законы нарушаются. По этой причине обычно употребляемое универсальное понятие температуры на этих высотах теряет смысл. Для высот более 80—100 км обычно говорят о кинетической температуре.

1.1.1. Слои атмосферы

В атмосфере различают ряд слоев: тропосферу и стратосферу, разделенную переходным слоем, называемым тропопаузой, мезосферу, отделяемую от стратосферы стратопаузой, ионосферу и термосферу, отделяемую от мезосферы мезопаузой. Внешняя часть термосферы называется магнитосферой. В ней частицы газов (ионы) удерживаются не столько земным притяжением, сколько магнитным полем Земли.

Кроме того, атмосферу делят на нижнюю атмосферу (тропосфера и тропопауза), среднюю атмосферу (стратосфера, мезосфера и мезопауза) и верхнюю атмосферу.

Тропосфера простирается от поверхности Земли до высоты примерно 16,3 км в тропиках (30° с. ш. и 30° ю. ш.) и до высоты 8,5—10 км вне этой зоны. В среднем повсюду в тропосфере температура убывает с высотой с вертикальным градиентом 6,5 °С на 1 км.

В тропосфере происходят основные процессы преобразования энергии Солнца в кинетическую энергию атмосферных движений, в скрытое тепло водяного пара. Здесь протекают основные фазовые переходы влаги, формируются облака и осадки. В тропосфере возникают крупномасштабные вихри — циклоны и антициклоны,— происходит непрерывный круговорот воды — испарение—конденсация пара—формирование осадков—формирование поверхностного стока рек и подземного стока.

Нижний пограничный слой атмосферы толщиной 1,0—1,5 км (в тропической зоне несколько больше) называют планетарным пограничным слоем (ППС), для которого определяющим фактором является турбулентное трение. В ППС происходит обмен импульсом, теплом и влагой между подстилающей поверхностью (поверхностью суши и поверхностью океана) и атмосферой. Наиболее активно эти процессы протекают в нижней части ППС, толщиной около 30—50 м. Этот слой называют приземным (приводным) слоем (см. главу 9).

Переходный слой — тропопауза — отделяет тропосферу от стратосферы, в которой температура изменяется до высоты примерно 34—35 км. Здесь наблюдается большая устойчивость (см. подробнее п. 1.3), которая допускает только очень слабые вертикальные движения и перемешивание, что важно, в частности, для распределения в стратосфере малых газовых примесей (см. п. 1.1.3). Стратосфера обычно очень суха: на высоте 20 км над тропиками концентрация водяного пара составляет всего 2 млн$^{-1}$ (по объему), а над полярными широтами — около 5 млн$^{-1}$. Выше 35 км температура заметно повышается до высоты 50 км, где она — порядка 270 К.

Над стратопаузой расположена мезосфера, в которой температура понижается с высотой и достигает 160 К в ее верхней части. Это способствует конденсации водяного пара и образованию на высоте около 80 км так называемых мезосферных (серебристых) облаков.

В мезосфере уже может быть повышенная ионизация — возникать так называемый *D*-слой ионосферы, довольно изменчивый со временем дня и сезоном, и зависящий сильно от активности Солнца (на высотах 70—90 км).

Мезопауза, расположенная на высоте примерно 85 км, отделяет мезосферу от простирающейся выше термосферы, в которой температура начинает резко возрастать с высотой до 2000 К в периоды большой солнечной активности и до 1060 К при малой активности (ночью соответственно до 1300 и 730 К) (см. главу 12).

Термическую проводимость атмосферы характеризует коэффициент термической проводимости. Наибольшей термической проводимостью обладает тропосфера и ее нижние слои, наименьшей (в пределах деятельного слоя атмосферы) — тропопауза и нижняя стратосфера. Поскольку скорость звука определяется температурой, ее распределение с высотой также различно.

В термосфере, на высоте более 100 км, существенно меняется состав воздуха: распадаются все молекулы H_2O и CO_2 и значительная доля молекулы O_2 диссоциирует на атомы O. В этом слое усиливается ионизация частиц газов и возникает так называемый слой ионосферы *E*, а на еще больших высотах слой *F*. Движение частиц тут зависит и от приливных сил, создаваемых притяжением Солнца и Луны, в особенности в низких широтах.

В термосфере метеоры в ней создают усиленную ионизацию и в то же время, распадаясь, образуют метеорную пыль, потоки солнечных протонов и электронов вызывают полярные сияния и возмущения магнитного поля Земли, а также «внезапные ионосферные возмущения», нарушающие на Земле дальнюю радиосвязь.

Средние значения основных метеорологических величин на различных высотах приведены в табл. 1.1.1.

Таблица 1.1.1

Средние значения основных метеорологических величин для умеренных широт *

Высота, км	Давление, гПа	Температура, К	Плотность, кг/м³	Средняя относительная молекулярная масса
0	$1{,}01 \cdot 10^{3}$	288	$1{,}23 \cdot 10^{0}$	28,96
5	$5{,}4 \cdot 10^{2}$	256	$7{,}36 \cdot 10^{-1}$	28,96
10	$2{,}65 \cdot 10^{2}$	223	$4{,}14 \cdot 10^{-1}$	28,96
20	$5{,}53 \cdot 10^{1}$	217	$8{,}89 \cdot 10^{-2}$	28,96
40	$2{,}87 \cdot 10^{0}$	250	$4{,}00 \cdot 10^{-3}$	28,96
60	$2{,}20 \cdot 10^{-1}$	247	$3{,}10 \cdot 10^{-4}$	28,96
80	$1{,}05 \cdot 10^{-2}$	199	$1{,}85 \cdot 10^{-5}$	28,96
100	$3{,}2 \cdot 10^{-4}$	195**	$5{,}60 \cdot 10^{-7}$	28,40
150	$4{,}54 \cdot 10^{-6}$	634	$2{,}08 \cdot 10^{-9}$	24,10
200	$8{,}47 \cdot 10^{-7}$	855	$2{,}59 \cdot 10^{-10}$	21,30
300	$8{,}77 \cdot 10^{-8}$	976	$1{,}92 \cdot 10^{-11}$	17,73
400	$1{,}45 \cdot 10^{-8}$	996	$2{,}80 \cdot 10^{-12}$	15,98
500	$3{,}02 \cdot 10^{-9}$	999	$5{,}22 \cdot 10^{-13}$	14,33
600	$8{,}21 \cdot 10^{-10}$	1000	$1{,}14 \cdot 10^{-13}$	11,51

* По Стандартной атмосфере США 1976 г.

** Для высот более 100 км дается кинетическая температура.

1.1.2. Состав атмосферного воздуха

Атмосфера представляет собой механическую смесь различных газов. Современный состав атмосферного воздуха Земли установился, по-видимому, несколько сотен миллионов лет назад.

В табл. 1.1.2 приведен состав сухого воздуха вблизи поверхности Земли.

Из табл. 1.1.2 видно, что на долю трех основных газов (N_2, O_2, Ar) приходится 99,96 % массы атмосферы, а на долю всех остальных газов — лишь 0,04 %.

Все газы и примеси, составляющие атмосферу, можно разбить на пять групп.

1. Основные газовые составляющие: азот, кислород и аргон; находятся в атмосфере примерно в постоянном соотношении до высоты порядка 100 км. Эти газы (кроме кислорода) сравнительно инертны в радиационном и химическом отношении.

Таблица 1.1.2

Состав сухого воздуха (без учета водяного пара) вблизи поверхности Земли

Газ	Доля* по объему вблизи поверхности Земли, %	Относительная молекулярная масса (по углеродной шкале)	Плотность по отношению к плотности сухого воздуха
Азот (N_2)	78,084	28,0134	0,967
Кислород (O_2)	20,946	31,9988	1,105
Аргон (Ar)	0,934	39,948	1,379
Диоксид углерода (CO_2)	0,033	44,00995	1,529
Неон (Ne)	$1,818 \cdot 10^{-3}$	20,183	0,095
Гелий (He)	$5,239 \cdot 10^{-4}$	4,0026	0,138
Криптон (Kr)	$1,14 \cdot 10^{-4}$	83,800	2,868
Водород (H_2)	$5 \cdot 10^{-5}$	2,01594	0,070
Ксенон (Xe)	$8,7 \cdot 10^{-6}$	131,300	4,524
Озон (O_3)	10^{-6}—10^{-5}	47,9982	1,624
Сухой воздух	—	28,9645	1,000

*** Выраженное в процентах отношение объема, занимаемого данной газовой составляющей, к общему объему смеси при условии приведения их к одинаковым давлениям и температурам.**

В верхней атмосфере содержание основных газов в атмосфере несколько отличается от их содержания в нижней и средней атмосфере (табл. 1.1.3).

Таблица 1.1.3

Содержание (%) основных газов в воздухе на больших высотах по данным измерений на ракетах

Высота, км	N_2	O_2	Ar	Высота, км	N_2	O_2	Ar
65	80	19,0	0,91	82—85	77	21,3	0,82
75—80	78	21,0	0,93	85	78	21,0	0,88
80	78	21,4	0,88	95	77	21,5	0,76

2. *Малые газовые составляющие* (МГС); в небольшом количестве постоянно присутствуют в атмосфере, хотя оно может несколько варьировать в различных местах земного шара. Они иногда довольно активны в разных реакциях и химических превращениях и сильно поглощают ИК-радиацию. Поэтому МГС особенно такие, как озон и диоксид углерода, играют большую роль в изменчивости климата.

К МГС можно отнести также и весьма активный в радиационном и химическом отношениях водяной пар (подробнее см. главы 4—6).

3. *Ненасыщенные и неустойчивые молекулы и атомы* (иногда называемые в химии свободными радикалами), весьма активные, хотя и короткоживущие и малочисленные, взаимодействующие с другими МГС. К ним относятся атомный кислород O (в том числе его возбужденные особо деятельные частицы O (^1D), гидроксил OH, пергидроксил HO_2, оксид хлора ClO и некоторые другие молекулы и частицы. Многие такие частицы образуются при диссоциации молекул МГС радиацией Солнца (ультрафиолетовой).

4. *Аэрозоль* — твердые и жидкие мелкие частицы, взвешенные в воздухе, весьма разнообразного состава, размеров и свойств (капли и кристаллы облаков, пыль, поднятая с поверхности Земли, а также выброшенная вулканами (в том числе в стратосферу), метеорная пыль, частицы солей морской воды, сажи, цемента и др.). Скорость их падения (оседания) мала, а относительная поверхность велика, так что они могут принимать заметное участие в химических — гетерогенных — реакциях с МГС и радикалами (более подробно аэрозоль рассмотрен в главе 25).

Кроме того, в атмосфере присутствуют разнообразные загрязняющие вещества, газообразные и твердые (см. главу 26).

О ионах и ионизации атмосферы будет сказано в главах 17—20.

5. *Антропогенные примеси,* поступающие в атмосферу в результате хозяйственной деятельности человека. Среди этих примесей большое значение имеет диоксид серы — продукт сжигания содержащего серу каменного угля и т. п. Газ SO_2 сравнительно недолговечен в тропосфере, он легко окисляется в SO_3 и вымывается из нее в виде серной кислоты (кислотные дожди). Однако часть его успевает проникнуть в стратосферу, где способствует образованию сернокислых солей, например сернокислого аммония $(NH_4)_2SO_4$. При этом на высоте 15—20 км образуется так называемый аэрозольный слой Юнге.

Большое значение для химических процессов в атмосфере имеют хлорфторметаны (ХФМ), такие, как CCl_3F (фреон-11), CCl_2F_2 (фреон-12) и четыреххлористый углеводород. К ХФМ можно отнести и метилхлорид CH_3Cl, хотя в основном он имеет органическое (морское) происхождение. ХФМ широко применяются в холодильной и других отраслях промышленности. Так, например, в тропосфере имеется около $2 \cdot 10^{-10}$ (по объему) фреона-11 и около $3,5 \cdot 10^{-10}$ фреона-12. В стратосфере их молекулы разлагаются солнечной радиацией. Освободившиеся при этом атомы фтора F образуют химически устойчивый фтористый водород, который быстро вымывается из атмосферы. Атомы хлора в стратосфере реагируют с озоном и, разрушая его, образуют молекулы оксида хлора ClO. Их концентрация на высоте 30 км днем составляет около $2 \cdot 10^{-10}$ и увеличивается с высотой. В последующем оксид хлора разрушается по реакции $ClO + O = Cl + O_2$, и атомы хлора могут снова начать каталитический «хлорный цикл» разрушения озона. В этом — одна из причин современных опасений о возможном убывании количества озона в атмосфере в будущие десятилетия. В настоящее время, однако, есть международные соглашения о постепенном сокращении производства фреонов во всех странах.

В табл. 1.4 приведены характеристики некоторых антропогенных примесей.

Таблица 1.1.4

Наиболее важные антропогенные составляющие в атмосфере

Газовая составляющая	Название	Концентрация у поверхности, млн$^{-1}$	Тренд концентрации в атмосфере, % год	Время жизни в атмосфере, число лет
CO_2	Диоксид углерода	350 (1989 г.)	~0,4	~250
CH_4	Метан	1,7	~1,0	~10
CO	Оксид углерода	0,12 с 0,06 ю	~1 с ~0 ю	~0,3
N_2O	Оксид азота	0,31	~0,3	~150
$NO_x = NO + NO_2$	Суммарные оксиды азота	$1 \sim 20 \cdot 10^{-5}$	Неизвестно	$\leqslant 0,02$
$CFCl_3$	Фреон-11	$2,6 \cdot 10^{-4}$	~4	70
CF_2Cl_2	Фреон-12	$4,4 \cdot 10^{-4}$	~4	120
$C_2Cl_3F_3$	Фреон-113	$3,2 \cdot 10^{-5}$	~10	90
CH_3CCl_3	Метилхлороформ	$1,2 \cdot 10^{-4}$	~4,5	6
CF2ClBr	На-1211	$1 \cdot 10^{-6}$	~12	~12—15
CF_3Br	На-1301	$1 \cdot 10^{-6}$	~12	~12—15
SO_2	Диоксид серы	$(1—20) \cdot 10^{-5}$	Неизвестно	~0,02
COS	Карбонат серы	$5 \cdot 10^{-4}$	<3,0	2—2,5

1.1.3. Главнейшие малые газовые составляющие (МГС)

Озон. Одно из важных МГС — атмосферный озон — O_3, образующийся при соединении молекулы O_2 и атома O. Большая часть его находится в стратосфере в виде широкого слоя с максимумом концентрации (иногда до 300 мкг/м^3) на высоте обычно 20—26 км. На бо́льших высотах его содержание быстро убывает. Общее содержание озона в столбе атмосферы эквивалентно 0,20—0,67 см слоя озона при нормальном давлении и температуре. Оно заметно зависит от сезона, места, от переноса озона воздушными течениями и др.

Озон деятельно взаимодействует с другими МГС. Поглощая заметно радиацию с $\lambda = 9,6$ мкм, он может влиять и на температуру атмосферы (подробнее о его свойствах, распределении и т. д. см. главу 16).

Диоксид углерода. Диоксид углерода CO_2 хорошо перемешан в атмосфере. Его концентрация в атмосфере постоянно растет вследствие постоянно увеличивающегося объема и в настоящее время до высоты примерно 80 км составляет около 345 млн$^{-1}$. Предполагается, что к 2000 г. она достигнет 375 млн$^{-1}$ (по объему). Диоксид углерода играет важную

роль в радиационном балансе и изменчивости климата Земли, а также влияет на вегетацию растений, которая при прочих равных условиях ускоряется с ростом концентрации CO_2 в воздухе.

Метан. Метан CH_4 — газ; имеет в основном (на 80 %) органическое происхождение. Его концентрация в тропосфере в настоящее время составляет около 1,6 млн$^{-1}$ (в южном полушарии на 3 % меньше, чем в северном), причем с годами его содержание медленно — на 1,2—1,5 % в год — растет. Он хорошо перемешан в тропосфере, но выше тропопаузы его содержание быстро убывает в результате его окисления и участия в реакциях с другими МГС.

Оксид углерода. Оксид углерода CO имеет как антропогенное, так и органическое (морское) происхождение. В средних широтах северного полушария его содержание составляет около 0,25 млн$^{-1}$, в южном полушарии его гораздо меньше, особенно в стратосфере.

Закись азота. Закись азота N_2O образуется в почве, особенно интенсивно при ее более высоких температурах и при удобрении азотными солями. Содержание N_2O в тропосфере составляет около 0,31 млн$^{-1}$ и увеличивается примерно на 0,3 % в год. Закись азота имеет некоторое значение для парникового эффекта — для обогревания нижней атмосферы.

В стратосфере содержание N_2O убывает с высотой примерно на порядок до высоты 35 км, в результате окисления ее по реакции $N_2O_4 + O(^1D) = 2NO$ — в оксид азота, который может окисляться далее до диоксида азота NO_2. Концентрация NO и NO_2 возрастает с высотой примерно от $0{,}2 \cdot 10^{-9}$ в нижней стратосфере до 10^{-8} на высоте 33 км. Эти МГС могут образовывать также и ряд других соединений азота (N_2O_5, HNO_3 и др.).

1.1.4. Свободные радикалы

Из свободных радикалов, концентрация которых обычно значительно ниже концентрации основных МГС, наиболее важен, несомненно, атомный кислород, образуемый диссоциацией молекул O_2 ультрафиолетовой радиацией Солнца. Атомы O способствуют образованию озона O_3, окислению ряда МГС (например, метана) и т. д. В верхней атмосфере, на высоте более 100 км концентрация атомов O значительна: при возбуждении их электронами солнечного ветра они затем высвечиваются, иногда в виде ярких полярных сияний, излучая при переходе $O(^1S) \rightarrow O(^1D)$ зеленую линию с $\lambda = 558$ нм и при переходе $O(^1D) \rightarrow O(^1P)$ красный дублет $\lambda = 630$—636 нм.

Гидроксил OH образуется при диссоциации молекулы воды радиацией с $\lambda \leqslant 180$ нм. Поскольку эта радиация сильно поглощается кислородом в более плотных слоях, концентрация OH возрастает лишь в стратосфере днем от $3 \cdot 10^{-12}$ на высоте 28 км до $5 \cdot 10^{-10}$ на высоте 42 км. Ночью концентрация OH существенно убывает. Однако зимой она выше, чем летом, причина этого явления еще не ясна. Общее число молекул OH в столбе атмосферы доходит до $9 \cdot 10^{-13}$. Колебательно-возбужденные молекулы OH создают свечение ночного неба в слоях на высоте примерно 80 км.

Примерно в такой же концентрации в атмосфере имеется и пергидроксил HO_2. Как и OH, он способствует разрушению метана, озона, аммиака, диоксида серы, сероводорода и др., и окислению NO в NO_2.

1.2. СОЛНЕЧНАЯ И ИНФРАКРАСНАЯ РАДИАЦИЯ В АТМОСФЕРЕ

1.2.1. Солнечная радиация

Солнечная радиация, приходящая на верхнюю границу атмосферы, охватывает широкий спектральный диапазон — от жесткого рентгеновского до ближнего инфракрасного излучения. Спектральное распределение солнечного излучения определяется физическими характеристиками Солнца как звезды и особенностями процессов, происходящих в фотосфере, атмосфере Солнца и его короне [3]. В целом спектр излучения Солнца приближается к спектру абсолютно черного тела, температура которого составляет около 5900 К [2, 4]. Подавляющая часть энергии солнечного излучения (≈ 97 %) приходится на интервал длин волн электромагнитного спектра (0,3—3,0 мкм), причем 53,5 % — на интервал 0,4—0,7 мкм, т. е. на видимую область. На длины волн $\lambda < 0{,}3$ мкм приходится всего 1,1 % лучистой энергии, а на $\lambda > 5$ мкм — 0,45 % [1].

Полная энергетическая освещенность солнечным излучением на верхней границе атмосферы меняется мало. Согласно очень точным данным спутниковых измерений, она испытывает короткопериодные изменения в пределах до $\pm$ 0,5 % и, по-видимому, имеет также незначительный долговременный тренд, причем оба эффекта обусловлены солнечной активностью. Кроме того, эта величина имеет годовой ход (около $\pm 3{,}5$ %), связанный с эксцентриситетом орбиты Земли [4]. Вместе с тем, в связи с общей стабильностью энергетической освещенности солнечным излучением на верхней границе атмосферы широко используется понятие «солнечной постоянной», значение которой считается равным $S_0 = 1368 \pm 0{,}6$ Вт/м^2 [3]. Вышеуказанные изменения рассматриваются как вариации солнечной постоянной.

Распространяясь в атмосфере, солнечное излучение взаимодействует с атмосферными газами, облаками, твердыми и

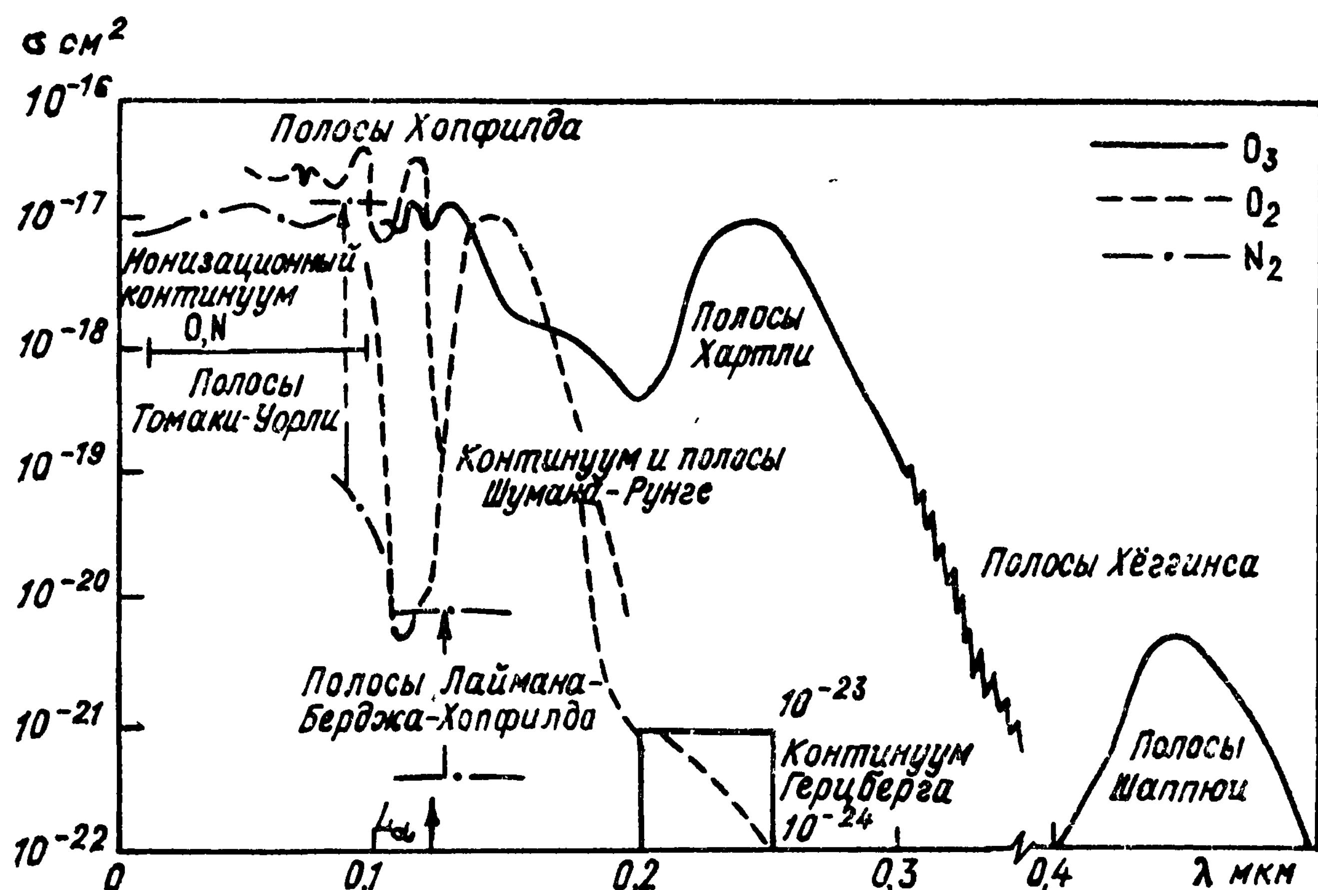


Рис. 1.2.1. Сечения поглощения основных газовых компонентов атмосферы в УФ и коротковолновой части видимого спектра.

жидкокапельными аэрозольными частицами, взвешенными в воздухе. Все акты такого взаимодействия сводятся к рассеянию, поглощению и преломлению электромагнитных волн. Рассеяние во всех его проявлениях связано с волновой природой излучения и обусловлено возбуждением элементарных вибраторов падающим излучением, а также огибанием препятствий электромагнитными волнами (дифракция) и взаимодействием этих волн друг с другом (интерференция). В акте рассеяния изменяется направление распространения электромагнитных волн, однако их общая энергия остается неизменной. Рассеянием солнечного излучения на молекулах воздуха обусловлен голубой цвет безоблачного неба (рэлеевское рассеяние) [2, 3]. Интенсивность света, рассеиваемого чисто молекулярной атмосферой, пропорциональна λ^{-4}. С рассеянием света на облачных частицах связан в целом белый цвет облаков.

Присутствие в атмосфере пылевых частиц существенно увеличивает долю рассеянного солнечного излучения и ослабляет спектральную зависимость его интенсивности. Преломление света ледяными частицами сложной конфигурации в перистых облаках вызывает появление разнообразных, иногда красочных венцов и гало, а преломление на крупных облачных каплях — радуг и ореолов [3]. При распространении в атмосфере с неоднородной плотностью солнечные лучи также испытывают преломление (рефракцию), что вызывает ряд оптических эффектов, особенно при наблюдении внеатмосферных источников излучения (Солнце, Луна, звезды) на длинных оптических трассах (вблизи горизонта) [2, 4].

Солнечное излучение в атмосфере поглощается молекулами атмосферных газов, облачными и аэрозольными частицами. При поглощении электромагнитного излучения его энергия переходит во внутреннюю энергию молекул поглощающего вещества, инициируя весьма сложные цепи фотохимических реакций в атмосфере и/или расходуясь на нагревание атмосферы и подстилающей поверхности.

Рентгеновское и ультрафиолетовое излучение Солнца поглощается практически полностью уже на больших высотах в атмосфере. Наиболее активно солнечное излучение поглощают некоторые газообразные примеси, содержащиеся в атмосфере в малых количествах, но обладающие полосами поглощения в ультрафиолетовой видимой и инфракрасной областях (так называемые малые газовые составляющие): H_2O, CO_2, O_3, NO_x, CH_4, фреоны. В дальней ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра сильно поглощают также основные газовые компоненты атмосферы — O_2 и N_2 [3, 4].

На рис. 1.2.1 [3] представлены сечения поглощения газовых компонентов атмосферы в ультрафиолетовой и коротко-

волновой частях видимой области спектра, а также указаны основные газы-поглотители, ответственные за ослабление, и названия соответствующих полос поглощения. На рис. 1.2.2 [3]

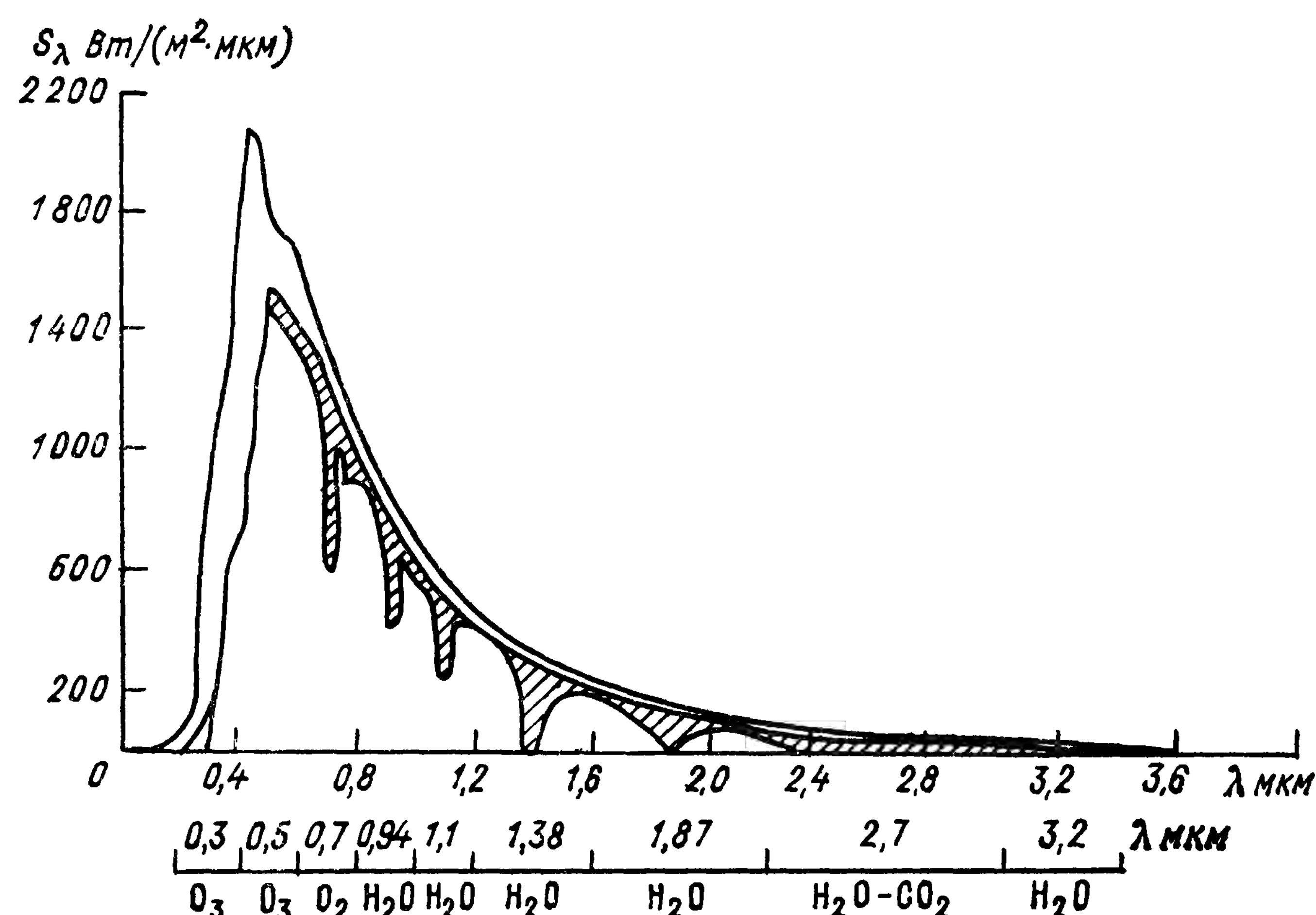


Рис. 1.2.2. Спектральные диапазоны полного или частичного поглощения солнечного излучения атмосферой.

показаны спектральные диапазоны, в которых излучение Солнца полностью или частично поглощается земной атмосферой.

Рассеяние солнечного излучения приводит в целом к увеличению отражательной способности системы Земля—атмосфера, поскольку часть излучения переизлучается обратно в космос, и к изменению режима освещенности объектов, находящихся на поверхности Земли, в атмосфере и в космосе вблизи верхней границы атмосферы. Расчет поля рассеянного излучения требует учета преимущественных направлений рассеяния (так называемой индикатрисы рассеяния) и пространственно-временного распределения рассеивающих компонентов. В общем виде эта задача сводится к решению интегро-дифференциального уравнения, называемого «уравнением переноса» [2, 5].

Поглощение солнечного излучения приводит к уменьшению отражательной способности системы Земля—атмосфера, нагреванию атмосферы и подстилающей поверхности. В целом описанные процессы взаимодействия солнечного излучения с атмосферой и подстилающей поверхностью приводят к перераспределению лучистой энергии, приходящей на ее верхнюю границу, и переходу части этой энергии в другие формы — тепловую, кинетическую, скрытое тепло и т. д. На рис. 1.2.3 [3] представлено относительное распределение солнечной радиации, приходящей на верхнюю границу атмосферы Земли, с учетом собственного теплового излучения подстилающей поверхности и атмосферных образований.

1.2.2. Инфракрасная радиация в атмосфере

Поле инфракрасной (тепловой) радиации в атмосфере в интервале длин волн 4—120 мкм формируется за счет собственного теплового излучения земной поверхности, излучения радиационно активных газовых и аэрозольных компонентов атмосферы (пыль, облака, туманы), а также излучения Солнца в длинноволновом участке электромагнитного спектра.

Спектральное распределение инфракрасной (ИК) радиации отличается исключительной сложностью, которая связана с квантовомеханическими характеристиками молекул многоатомных газов, являющихся основными излучателями и поглотителями теплового излучения в атмосфере. Главные среди этих газов — H_2O, CO_2, O_3, N_2O, CH_4. Исследованию тонких спектральных особенностей распределения ИК радиации и ее изменчивости в зависимости от высоты в атмосфере, угла визирования, содержания газовых компонентов, географического района, сезона и пр. посвящены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования [15, 46]. Основная из этих особенностей — наличие спектральных минимумов ИК радиации в областях спектра вблизи 4, 8—12, 18 и 20 мкм, из которых наибольший интерес представляет так называемое окно прозрачности атмосферы в интервале 8—12 мкм. Наоборот, в интервалах волн 6—8, 9—10, 13—17 мкм располагаются максимумы излучения, обусловленные полосами поглощения H_2O, O_3, CO_2.

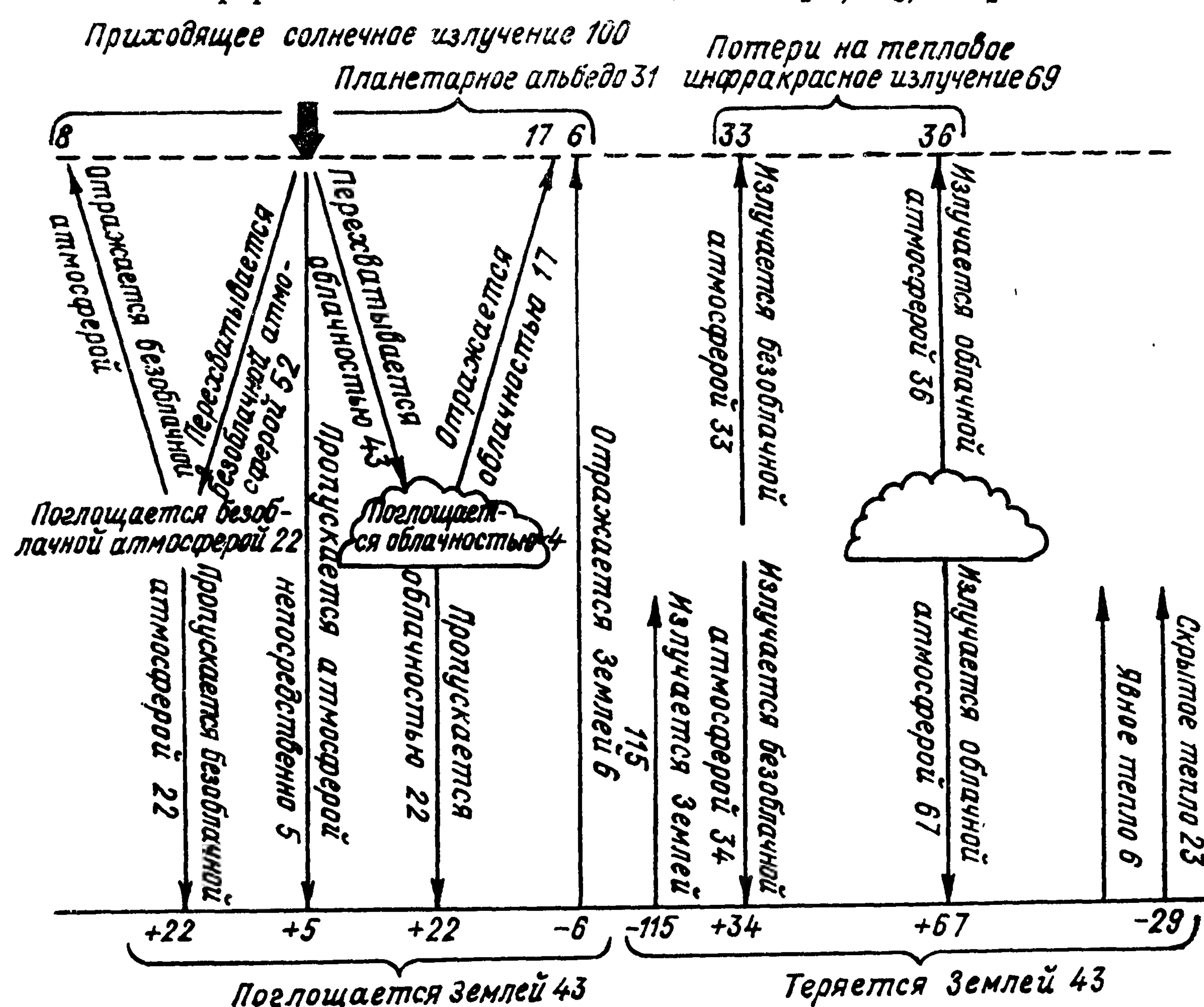


Рис. 1.2.3. Относительное распределение лучистой энергии Солнца и теплового излучения подстилающей поверхности и атмосферных образований.

Пространственно-временная изменчивость ИК радиации в атмосфере связана с изменениями инсоляции земной поверхности, степенью закрытости небосвода облачностью, изменениями в содержании основных поглощающих и излучающих компонентов. Излучательная (поглощательная) способность большинства форм облачности в ИК области очень близка к единице, так что внутри облаков и в подоблачных слоях ИК излучение быстро приближается к излучению абсолютно черного тела. Угловое распределение ИК излучения в различных спектральных интервалах зависит от излучательных (поглощательных) свойств компонентов, формирующих излучение в этих интервалах. Нисходящее излучение (так называемое противоизлучение атмосферы) на уровне земной поверхности очень однородно в полосах поглощения атмосферных газов (т. е. атмосфера в этих интервалах длин волн «черная»), а в «окнах прозрачности» максимальная интенсивность излучения отмечается в направлениях, близких к горизонту. Восходящее излучение, наоборот, весьма однородно в направлениях, близких к надиру, а вблизи горизонта (т. е. края видимого диска Земли) резко убывает, поскольку при таких углах визирования излучение формирует уже не нагретая поверхность, а существенно более холодная и прозрачная атмосфера.

В целом и атмосфера, и подстилающая поверхность охлаждаются посредством ИК радиационного обмена: уходящее

вверх излучение практически всегда существенно превышает соответствующее излучение, приходящее из верхней полусферы (за исключением случаев наличия плотной облачности и температурных инверсий). Разность между восходящим излучением подстилающей поверхности и атмосферы и нисходящим противоизлучением атмосферы называется эффективным излучением. Из сказанного ясно, что эффективное излучение практически всегда отрицательно. Характерные значения эффективного излучения и данные о его географическом и сезонном распределении можно найти в [46].

В зависимости от характера подстилающей поверхности, времени года, наличия облачности и распределения радиационно активных компонентов противоизлучение атмосферы на уровне земной поверхности может колебаться в пределах 120—400 Вт/м^2, а эффективное излучение — в пределах 0—150 Вт/м^2.

Эффективное излучение возрастает с высотой вплоть до тропопаузы (10—13 км), а при наличии облачности испытывает резкое уменьшение в надоблачном слое. Однако зимой в зависимости от соотношения таких факторов как температура подстилающей поверхности и облачности, толщина облачности и ее высота могут происходить изменения эффективного излучения обоих знаков.

1.3. ТЕРМОДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ

1.3.1. Введение

Атмосферные процессы всех масштабов, возникновение волн и вихрей, перенос воздушных масс и т. п. тесно связаны с термодинамическим состоянием атмосферы и с ее гидродинамическими свойствами. Фундаментальной характеристикой атмосферы является степень ее термодинамической устойчивости. От нее зависит режим вертикальных движений различных масштабов, виды конвекции, образование поверхностей раздела, возникновение облаков и осадков и т. д. (см. главу 7).

Весьма важными оказываются и различия термодинамических характеристик таких слоев атмосферы, как тропосфера, стратосфера, мезосфера, термосфера (см. выше п. 1.1), и характеристики разделяющих их граничных слоев — тропопаузы, стратопаузы и т. д.

1.3.2. Сухоадиабатические процессы

В изучении атмосферных явлений важную роль играет понятие об адиабатическом процессе, при котором рассматриваемая масса воздуха (небольшая частица или, наоборот, большой объем воздуха) не обменивается теплом с окружающим воздухом.

Пусть количество тепла dQ идет, во-первых, на нагревание 1 кг воздуха, в результате которого его температура возрастает на dT, при постоянном объеме и удельной теплоемкости c_v ($c_v = 718$ Дж/(кг·К)) и, во-вторых, на работу pdV расширения воздуха против силы внешнего давления p. Таким образом, на основании первого закона термодинамики получаем

$$dQ = c_v\,dT + p\,dV = (c_v + R)\,dT - V\,dp,$$

или

$$dQ = c_p\,dT - \frac{RT}{p}\,dp, \qquad (1.3.1)$$

где $c_p = 1005$ Дж/(кг·К) — теплоемкость при постоянном давлении, R — газовая постоянная, V — удельный объем.

При адиабатическом процессе, когда по определению $dQ = 0$, из выражения (1.3.1) следует, что изменения давления и температуры в упомянутой частице воздуха связаны уравнением Пуассона:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(c_p - c_v)/c_p}, \qquad (1.3.2)$$

где T_0 и p_0 — температура и давление в начальном состоянии, $(c_p - c_v)/c_p = 0{,}2857$.

Если воздушная частица, температура которой равна T', поднимается в атмосфере, температура которой равна T, то при равенстве давления в частице и вне ее из выражения (1.3.2) получаем

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p}\,\frac{T}{T'} = -\gamma_а\,\frac{T}{T'}, \qquad (1.3.3)$$

где $g/c_p = \gamma_а = 0{,}98\,°C/100$ м. При практических расчетах в формуле (1.3.3) обычно полагают, что множитель $T/T' \approx 1$.

Уравнение (1.3.3) описывает охлаждение восходящих течений воздуха и нагревание опускающегося воздуха.

Для многих расчетов вводится понятие потенциальной температуры, т. е. температуры, которую приняла бы частица воздуха, если бы ее сухоадиабатически привести к давлению $p_0 = 1000$ гПа. Заменяя в выражении (1.3.2) p_0 на 1000 гПа, находим:

$$\Theta = T\left(\frac{1000}{p}\right)^{0{,}2857}, \qquad (1.3.4)$$

или в соответствии с выражением (1.3.3)

$$\Theta = T - \gamma_а (z - z_0) = T - 0{,}98\,(z - z_0)\,10^{-2}, \qquad (1.3.5)$$

где z_0 — уровень (м), на котором $p = p_0 = 1000$ гПа. Потенциальная температура Θ есть консервативная характеристика частицы при адиабатических процессах.

В тропосфере обычно $|dT/dz| < -\gamma_а$ (порядка 0,65 °C/100 м), а Θ возрастает с высотой. Такая атмосфера в среднем устойчива (см. п. 1.3.4). Лишь в отдельных слоях атмосферы, прежде всего в приземном и пограничном, $\gamma > \gamma_а$. Атмосферный слой в этом случае характеризуется неустойчивостью. Поскольку Θ пропорциональна энтропии, поверхности $\overline{\Theta} = \text{const}$ совпадают с поверхностями равной энтропии. Поэтому поверхности $\Theta = \text{const}$ называют изэнтропическими.

1.3.3. Влажноадиабатические процессы

Изменение состояния охлаждающегося при подъеме влажного насыщенного воздуха описывается уравнением (1.3.1), к правой части которого добавляется величина Ldq. Здесь L — теплота конденсации (для воды $L = 2{,}5000—0{,}00237 — t \cdot 10^6$ Дж/кг), $q = \rho_{пар}/\rho_{возд} = 0{,}62\;E/p$ — отношение смеси пара и $E = E(T)$ — давление насыщенного пара при данной температуре. Поскольку

$$\frac{dq}{q} = \frac{dE}{E} - \frac{dp}{p}$$

можно уравнение (1.3.1) записать в виде

$$dQ = \left(c_p + \frac{Lq}{E}\,\frac{dE}{dT}\right)dT - (RT + Lq)\,\frac{dp}{p},$$

откуда получаем

$$\gamma_{ва} = -\frac{dT}{dz} = -\frac{g\left(\frac{T}{T'} + \frac{Lq}{RT'}\right)}{c_p + \frac{Lq}{E}\,\frac{dE}{dT}}, \qquad (1.3.6)$$

где $\gamma_{ва}$ — влажноадиабатический градиент температуры.

Различают влажноадиабатический процесс (и соответственно градиент $\gamma_{ва}$), при котором воздушная частица уносит с собой сконденсировавшуюся влагу с ее запасом явного тепла, и псевдоадиабатический процесс ($\gamma_{ва} \neq \gamma_{па}$), при котором весь конденсат сразу выпадает из рассматриваемой воздушной частицы. Однако на практике различие температур при влажноадиабатическом и псевдоадиабатическом подъеме частицы невелико. Так, при подъеме на 3 км с исходного уровня p_0 это различие не превышает 0,1 °C.

В табл. 1.3.1 представлены значения $\gamma_{па}$ для некоторых значений давления p и температуры T.

Таблица 1.3.1

Псевдоадиабатический градиент температуры $\gamma_{па}$ (10^{-3} К/100 м) в зависимости от температуры T и давления p (по И. П. Мазину)

p гПа	T °C								
	40	30	20	10	0	—10	—20	—30	—40
При конденсации									
1000	280	340	422	526	646	762	854	913	939
800	261	314	386	483	602	762	829	899	931
600	240	284	346	431	544	674	792	878	918
400	219	252	299	367	465	594	729	838	893
200	196	217	245	286	352	457	597	741	826
При сублимации									
800	—	—	—	—	602	726	820	899	971
400	—	—	—	—	465	594	729	838	803

1.3.4. Термодинамическая устойчивость атмосферы

Термодинамически устойчивым называют такой протяженный слой атмосферы, частица которого, будучи выведена из первоначального положения, стремится вернуться к нему. Наоборот, неустойчивым называют слой, частицы которого, смещенные вверх или вниз с некоторой начальной скоростью w, будут стремиться все больше удалиться (соответственно вверх или вниз) от начального положения.

Пусть температура T' изменяется линейно с высотой: $T' = T_0 - \gamma z$, и пусть частица воздуха с некоторого уровня смещается адиабатически вверх. На уровне Δz ее температура станет в соответствии с выражением (1.3.3) равной $T' = T_0 - \gamma_а \Delta z$ и будет отличаться от температуры окружающего воздуха на величину ΔT:

$$\Delta T = T - T' = (\gamma - \gamma_а)\,\Delta z. \qquad (1.3.7)$$

Изменение плотности частицы в этом случае будет описываться выражением

$$\Delta\rho = \rho - \rho' = \frac{p}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T'}\right) = \frac{p}{RT}\left(\frac{T' - T}{T'}\right) =$$

$$= \frac{p}{RT}\,\frac{\gamma_а - \gamma}{T'}\,\Delta z. \qquad (1.3.8)$$

При этом давление в частице и окружающем воздухе будет одинаковым ($p = p'$).

К частице, таким образом, будет приложена архимедова сила ΔF (сила плавучести), направленная вверх при $\Delta\rho < 0$, $\Delta T > 0$ и вниз при $\Delta\rho > 0$, $\Delta T < 0$. Эта сила в расчете на единицу массы будет равна

$$\Delta F = -\frac{\Delta\rho}{\rho} g = -\frac{g}{T'}(\gamma_а - \gamma)\,\Delta z. \qquad (1.3.9)$$

По определению, слой будет устойчивым при $\gamma < \gamma_а$. В этом случае при смещении вверх, т. е. при $\Delta z > 0$ возникающая сила $\Delta F < 0$ и направлена вниз. Особо устойчивыми будут так называемые слои инверсии, где $\gamma < 0$. Разность $|\gamma - \gamma_а|$ в этих слоях особо велика. Слои инверсии препятствуют развитию вертикальных движений и турбулентности.

Используя приведенное выше определение потенциальной температуры, можно получить, что в устойчивых слоях потенциальная температура растет с высотой, ибо $d\Theta/dz = (\gamma_а - \gamma) > 0$.

Неустойчивым является такой слой, в котором при $\Delta z > 0$ возникающая сила ΔF, направленная вверх, способствует смещению, что будет при $\gamma > \gamma_а$, т. е. при так называемом сверхадиабатическом градиенте температуры. Для таких слоев характерно развитие конвекции, а также вертикального и горизонтального перемешивания.

В неустойчивом слое атмосферы потенциальная температура понижается с высотой, ибо $d\Theta/dz = \gamma_а - \gamma < 0$.

Состояние, при котором $\gamma = \gamma_а$, называют безразличным, так как в этом случае при смещении частицы воздуха по вертикали на Δz, дополнительных сил, способствующих или препятствующих этому смещению, не возникает ($\Delta F = 0$).

Рассмотрим теперь характер ускорения частиц в зависимости от стратификации атмосферы.

Обозначая через w вертикальную скорость и записывая уравнение вертикального движения для единицы массы воздуха, перемещающейся по вертикали, получаем

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d^2\Delta z}{dt^2} = -\frac{g}{T'}(\gamma_а - \gamma)\,\Delta z = \Delta F. \qquad (1.3.10)$$

При $\gamma \leqslant \gamma_а$ решение уравнения (1.3.10) описывает так называемое гравитационное колебание

$$\Delta z = A \sin \omega t, \qquad (1.3.11)$$

где частота $\omega = \sqrt{g(\gamma_а - \gamma)/T'}$ получила название частоты Брента—Вяйсяля. Амплитуда колебаний A зависит от начальной скорости $w = w_0$. При обычном для атмосферы среднем значении градиента $\gamma = 0{,}65\,°\text{C}/100$ м период этих колебаний $\tau = 2\pi/\omega$ равен 575 с, а при $w_0 = 1$ м/с $A = 90$ м.

Такие колебания нередко обнаруживаются в облаках волновых и конвективных форм, в облачных слоях близ атмосферных фронтов, за горными препятствиями, стоящими на пути ветрового потока, а также в мезосфере, где они сказываются на форме так называемых серебристых облаков, на концентрации гидроксила OH, обнаруживаемого по его свечению на ночном небе, и др.

При $\gamma > \gamma_а$ выражение (1.3.10) описывает ускоряющиеся движения, восходящие или нисходящие, в зависимости от направления первоначального толчка или импульса. В этом случае

$$Az = Ae^{\omega t}, \qquad (1.3.12)$$

где $\omega^2 = g(\gamma - \gamma_а)$. Такие явления наблюдаются, например, в восходящих конвективных токах в кучевых и грозовых облаках (или в шквалах, т. е. в нисходящих тоже ускоряющихся течениях близ грозового облака). В крупном масштабе такие токи развиваются в тропических циклонах или же в обширных областях восходящих течений в экваториальной зоне — в так называемой внутритропической зоне конвергенции (ВЗК), а зимой — над теплыми течениями океанов.

Следует помнить, конечно, что при восходящих движениях в облаках и в насыщенном воздухе неустойчивость будет существовать при $\gamma > \gamma_{па}$ и соответственно там может увеличиваться архимедова сила $g(\gamma - \gamma_{па})/T'$, вызывающая ускорение вертикального движения.

Ясно, что восходящий поток, описываемый выражением (1.3.12), ускоряется, пока в окружающей атмосфере $\gamma > \gamma_а$ (или $\gamma > \gamma_{па}$), и замедляется постепенно, когда частицы попадают в устойчивые слои атмосферы. Это приводит к «растеканию» потока в стороны или же вдоль господствующего направления ветра. Это хорошо видно, например, у вершин грозовых облаков. Иногда такие вершины, даже относительно холодные, могут по инерции проникать в стратосферу, принося в нее большое количество водяного пара. Опускающийся вокруг в компенсационном нисходящем потоке воздух может переносить, например, озон из стратосферы в тропосферу.

Свойства устойчивости проявляются в стратосфере и термосфере, а в меньшем масштабе — и стоковых ветрах на побережье Антарктики, в летних туманах над льдами Арктики и вообще на горных склонах, сильно охлаждающихся ночью, когда над ними возникают нисходящие горные потоки. Под слоями инверсий, препятствующих вертикальному переносу (в частности, под тропопаузой), могут накапливаться аэрозоли, формироваться облака и турбулентные слои. Низкие приземные инверсии, особенно при безветрии, усугубляют загрязнение атмосферы в городах и т. д. (см. главу 26).

Неустойчивость способствует развитию перемешивания, возникновению порывов ветра и пульсаций температуры, усилению испарения, распространению антропогенных примесей из приземных слоев вверх, в тропосферу.

Поскольку в атмосфере, насыщенной водяным паром, процессы — влажноадиабатические, то критерием, определяющим устойчивость, является уже не разность $(\gamma - \gamma_а)$, а разность $(\gamma - \gamma_{ва})$. Как уже упоминалось, $\gamma_{ва}$ существенно меньше $\gamma_а$. Критерий неустойчивости для восходящих потоков $\gamma > \gamma_{ва}$ должен использоваться, например, при моделировании облачных процессов, явлений на атмосферных фронтах, в циклонах и т. п. В частности, в облачных слоях, охлаждающихся сверху благодаря излучению, влажнонеустойчивость усиливается со временем одновременно с ростом γ. Этот эффект проявляется сильнее в более теплых низких облачных слоях, где $\gamma_{ва}$ меньше, и ослабевает в более холодных высококучевых облаках, где $\gamma_{ва}$ ближе к сухоадиабатическому градиенту.

1.3.5. О критериях устойчивости

Указанный выше метод оценки устойчивости $\gamma \lesseqgtr \gamma_а$ рассматривает поведение малой частицы воздуха, не взаимодействующей с окружающей атмосферой, и поэтому называется «методом частицы». Такой метод наиболее распространен.

В метеорологии рассматривают устойчивость и других форм движения. Из них принципиальное значение имеет изложенный выше метод, учитывающий неадиабатический обмен теплом и импульсом между сравнительно большой воздушной массой и внешней средой, а также метод слоя.

Пусть сравнительно большая шарообразная масса воздуха радиусом r_0, температура которой равна $T = T(r, t)$, а температуропроводность — a^2, поднимается со скоростью w в атмосфере, температурная стратификация которой определяется выражением $T' = T_0 - \gamma z$, и пусть на границе этой массы ($r = r_0$) $T = T'$, а в начальный момент $T_0 = T_0'$. Тогда в соответствии с теорией теплопроводности для шара

$$T = T' + (T_0 - T')\,e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{r_0^2}}\left(\frac{r_0}{r}\sin\frac{\pi r}{r_0}\right). \qquad (1.3.13)$$

Температура $\overline{T}$ массы, осредненная по объему, с учетом адиабатического ее охлаждения будет понижаться со скоростью

$$\frac{d\overline{T}}{dt} = -\frac{\pi^2 a^2 t}{r_0^2}(\overline{T} - T') - w(\gamma_а - \gamma).$$

При движении массы воздуха ($m = 4/3\pi r_0^3 \rho_в$ килограмм воздуха) возникает сила сопротивления движению

в сильно вязкой (например, турбулентной) среде, равная $F = 6\pi r_0 \eta w \xi$, где η — динамический коэффициент турбулентной вязкости; ξ — поправочный множитель, возрастающий с увеличением скорости, $\rho_в$ — плотность воды. Тогда, учитывая архимедову силу, аналогично (1.3.10) получаем:

$$\frac{dw}{dt} = g\,\frac{\overline{T} - T'}{T'} - \frac{F}{m} = g\,\frac{\overline{T} - T'}{T'} - k_1 w_1, \quad (1.3.14)$$

где $k_1 = 9\eta\xi/2\rho_в r_0^2$. Обозначив $T'' = \overline{T} - T'$, $k_2 = \pi^2 a^2/r_0^2$ и учитывая, что

$$\frac{dT''}{dt} = -w(\gamma_а - \gamma) - k_2 T'',$$

продифференцируем (1.3.14) по времени. Тогда, подставляя

$$T'' = \frac{T'}{g}\left(\frac{dw}{dt} + k_1 w\right), \quad (1.3.15)$$

можно записать уравнение

$$\frac{d^2w}{dt^2} + (k_1 + k_2)\frac{dw}{dt} + \left[\frac{g}{T'}(\gamma_а - \gamma) + k_1 k_2\right] w = = \frac{\gamma w}{T'}\left[\frac{dw}{dt} + k_1 w\right]. \quad (1.3.16)$$

Оценка показывает, что правая часть уравнения (1.3.16) (порядка 10^{-6}) мала по сравнению, например, с членом, заключенным в квадратных скобках (порядка 10^{-4}) и ею можно пренебречь. Движение массы при этом описывается дифференциальным уравнением вида

$$w'' + (k_1 + k_2)\,w' + \varkappa^2 w = 0, \quad (1.3.17)$$

где $\varkappa^2 = k_1 k_2 + g(\gamma_а - \gamma)/T'$. Решение уравнения (1.3.17) имеет вид

$$w = a_1 e^{\lambda_1 t} + a_2 e^{\lambda_2 t},$$

где

$$\lambda_1,\ \lambda_2 = \frac{k_1 + k_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(k_1 + k_2)^2}{4} - \varkappa^2}. \quad (1.3.18)$$

Если подкоренное выражение в уравнении (1.3.18), которое мы обозначим μ^2, отрицательное, то движение описывается выражением вида

$$w = a_0 e^{-\frac{k_1 + k_2}{2} t} \sin(\mu t + \varepsilon),$$

т. е. это будут затухающие колебания, и, следовательно, атмосфера устойчива по отношению к воздушной частице такой массы при заданных температуропроводности и вязкости. Колебания выведенной из состояния равновесия массы воздуха будут ослабевать.

При $\mu^2 > 0$ λ_1 и λ_2 будут действительными числами и

$$w = a_0 e^{-\frac{k_1 + k_2}{2} t}\,\mathrm{sh}(\mu t + \varepsilon). \quad (1.3.19)$$

При этом возможны следующие два случая:

а) если $\mu < (k_1 + k_2)/2$, то возрастание множителя $\mathrm{sh}(\mu t + \varepsilon)$ не преодолевает убывания экспоненциального множителя, движение затухает, и состояние характеризуется как устойчивое;

б) если $\mu > (k_1 + k_2)/2$, т. е. $k_1 k_2 + g(\gamma_а - \gamma)/T' < 0$, то w в соответствии с выражением (1.3.19) возрастает со временем неограниченно — состояние неустойчивое; при этом

$$\gamma > \gamma_а + \frac{T'}{g} k_1 k_2. \quad (1.3.20)$$

Для неустойчивости, таким образом, нужен сверхадиабатический градиент температуры в атмосфере, тем больший, чем больше произведение $k_1 k_2$ и чем меньше r_0^4. Неустойчивость, следовательно, развивается в случае сравнительно больших движущихся масс или вихрей и слабой турбулентности. При этом требуемое в соответствии с формулой (1.3.20) превышение градиента над обычным сухоадиабатическим $\gamma_а$ мало. Малые массы, наоборот, легко теряют избыток тепла и испытывают сильное торможение за счет вязкости; при этом только в случае очень больших значений γ возможен неустойчивый режим.

Для других форм движения критерии устойчивости могут быть несколько иными.

Для возникновения в слое толщиной h ячейковой конвекции, в результате которой формируются, например, высококучевые и слоисто-кучевые облака с восходящими потоками в облачных ячейках и нисходящими — между ними, критерий неустойчивости имеет вид

$$\gamma > \gamma_а + \mathrm{Ra}\,\frac{T'}{g}\,\frac{a^2\nu}{h^4}, \quad (1.3.21)$$

где Ra — число Рэлея. В частности, критическое значение Ra, при котором ячейковая циркуляция может возникнуть, в слое с обеими свободными границами составляет $\mathrm{Ra}_{кр} = 658$, а в слое с твердой нижней границей и свободной верхней (например, в пограничном слое атмосферы) $\mathrm{Ra}_{кр} = 571$.

Выражение (1.3.21), как легко видеть, аналогично выражению (1.3.20).

Другой критерий применяется при оценке условий, способствующих развитию турбулентности. Этот критерий определяется числом Ричардсона

$$\mathrm{Ri} = \frac{g}{T}\,\frac{\gamma_а - \gamma}{(\partial V/\partial z)^2}. \quad (1.3.22)$$

В этот критерий входит новый дополнительный фактор — изменение вектора скорости ветра (V) с высотой. Большие значения Ri (малый вертикальный градиент горизонтальной скорости ветра) способствуют затуханию турбулентности, а малые значения Ri ниже некоторого критического $\mathrm{Ri}_{кр}$ указывают на ее развитие. По экстремальным оценкам $\mathrm{Ri}_{кр} = 0{,}25$.

Записывая выражение (1.3.22) в виде

$$\gamma = \gamma_а - \mathrm{Ri}\,\frac{T}{g}\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2, \quad (1.3.23)$$

можно видеть, что турбулентность, черпающая энергию в неоднородности поля ветра, может в принципе развиваться и при $\gamma < \gamma_а$.

1.3.6. Метод слоя

В рассмотренном выше методе частицы и при установлении на его основе критериев устойчивости предполагалось, что изолированные частицы движутся в неподвижном окружающем воздухе. В действительности это не совсем так. При развитии вертикальных движений в окружающей атмосфере, как правило, возникают, компенсирующие вертикальные движения. Для оценки устойчивости целых слоев атмосферы с учетом отмеченного эффекта используется метод слоя. Теоретические основы последнего заложены в 1938—1939 гг. Бьеркнесом и Петерсоном и развиты в работах Н. С. Шишкина.

Выделим в пределах атмосферы достаточно протяженный по горизонтали вертикальный слой. Пусть в этом слое имеется площадь сечением S', на которой наблюдаются восходящие движения ($w' > 0$). Компенсирующими нисходящими движениями со скоростью w'' ($w'' < 0$) пусть будет охвачен слой сечением S''.

Теория метода слоя основана на следующих предположениях:

а) все изменения внутри слоев происходят адиабатически;
б) адвективные изменения отсутствуют;
в) масса воздуха в слое не изменяется.

В этом случае потоки массы воздуха через сечения S' и S'' равны, т. е.

$$\rho' S' w' = -\rho'' S'' w''. \quad (1.3.24)$$

Поскольку $\rho' \approx \rho''$, это означает, что

$$S' w' = -S'' w''.$$

Пусть на уровень z за время Δt в восходящем потоке придут частицы с уровня z_1, на котором температура равна T_1, а с уровня z_2, на котором температура равна T_2, придут частицы в нисходящем потоке. Поскольку процессы происходят адиабатически, то

$$T' = T_1 - \gamma'(z - z_1),$$
$$T'' = T_2 + \gamma''(z_2 - z). \quad (1.3.25)$$

Здесь γ' и γ'' — адиабатические градиенты в восходящем и нисходящем потоках соответственно, которые могут быть разными вследствие различия процессов, происходящих в поднимающихся и опускающихся частицах.

В то же время

$$z - z_1 = w'\,\Delta t,$$
$$z_2 - z = -w''\,\Delta t. \quad (1.3.26)$$

С учетом этого, используя выражения (1.3.25) и (1.3.26), находим, что разность температур $\Delta T = T_1 - T_2$ определяется следующим образом:

$$\Delta T = T_1 - T_2 - (\gamma' w' - \gamma'' w'')\,\Delta z. \quad (1.3.27)$$

Градиент температурной стратификации в слое равен γ; тогда

$$T_1 - T_2 = \gamma (z_2 - z_1) = \gamma (z_2 - z_1) + \gamma (z - z_1) = \gamma \Delta t. \qquad (1.3.28)$$

Подставив (1.3.28) и (1.3.27), получим:

$$\Delta T = [\gamma (w' - w'') - (\gamma' w' - \gamma'' w'')] \Delta t. \qquad (1.3.29)$$

Если воспользоваться соотношением (1.3.25), то (1.3.29) можно переписать в следующем окончательном виде:

$$\Delta T = \left[(\gamma - \gamma') + \frac{S'}{S''} (\gamma - \gamma'') \right] w' \Delta t. \qquad (1.3.30)$$

Рассмотрим несколько частных случаев.

1. Восходящий и нисходящий потоки не насыщены, т. е.

$$\gamma' = \gamma'' = \gamma_а.$$

Тогда из выражения (1.3.30) следует, что

$$\Delta T = (\gamma - \gamma_а) \left(1 + \frac{S'}{S''} \right) w' \Delta t. \qquad (1.3.31)$$

Знак разности ΔT в этом случае определяется знаком разности $\gamma - \gamma_а$. Этот случай соответствует рассмотренному выше критерию устойчивости по методу частицы.

2. Восходящий и нисходящий потоки насыщены. Тогда

$$\gamma' = \gamma'' = \gamma'_{ва},$$

$$\Delta T = (\gamma - \gamma'_{ва}) \left(1 + \frac{S'}{S''} \right) w' \Delta t. \qquad (1.3.32)$$

Здесь также критерии устойчивости по методу слоя и методу частицы совпадают, т. е. $\Delta T > 0$ при $\gamma > \gamma_{ва}, \Delta T < 0$ при $\gamma < \gamma_{ва}$, $\Delta T = 0$ при $\gamma = \gamma_{ва}$.

3. Восходящий поток насыщен, а нисходящий — ненасыщен. В этом случае $\gamma' = \gamma_{ва}$, $\gamma'' = \gamma_а$ и формула (1.3.32) принимает следующий вид:

$$\Delta T = \left[(\gamma - \gamma_{ва}) + \frac{S'}{S''} (\gamma - \gamma_а) \right] w' \Delta t. \qquad (1.3.33)$$

Этот случай представляет наибольший практический интерес и иллюстрирует преимущества метода слоя над методом частицы. Этот случай, в частности, соответствует процессу развития кучевого облака.

Наиболее часто при развитии облаков наблюдается условно устойчивая стратификация, тогда $\gamma_{ва} < \gamma < \gamma_а$. Анализ формулы (1.3.33) показывает, что знак ΔT при такой стратификации зависит не только от γ, но и от отношения S'/S''.

Для дальнейшего анализа удобно ввести понятие критического градиента $\gamma = \gamma_{кр}$, при котором ΔT равно нулю. Считая в формуле (1.3.33) $\Delta T = 0$, а $\gamma = \gamma_{кр}$, находим:

$$\gamma_{кр} = \frac{\gamma_{ва} + \gamma_а (S'/S'')}{1 + (S'/S'')}. \qquad (1.3.34)$$

Из выражения (1.3.34) видно, что при малых S' $\gamma_{кр} \to \gamma_{ва}$.

Критерии устойчивости по методу слоя теперь можно сформулировать следующим образом:

1) атмосфера неустойчива при $\gamma > \gamma_{кр}$, так как в этом случае $\Delta T > 0$;

2) атмосфера устойчива при $\gamma < \gamma_{кр}$, поскольку в этом случае $\Delta T < 0$;

3) атмосфера безразлична, если $\gamma = \gamma_{кр}$ ($\Delta T = 0$).

Эти критерии можно представить в виде

$$\frac{S'}{S''} < \frac{\gamma - \gamma_{ва}}{\gamma_а - \gamma} \quad \text{при} \quad \Delta T > 0,$$

$$\frac{S'}{S''} > \frac{\gamma - \gamma_{ва}}{\gamma_а - \gamma} \quad \text{при} \quad \Delta T < 0,$$

$$\frac{S'}{S''} = \frac{\gamma - \gamma_{ва}}{\gamma_а - \gamma} \quad \text{при} \quad \Delta T = 0.$$

Таким образом, при устойчивой стратификации атмосфера неустойчива для поднимающихся частиц малого размера (мало отношение S'/S'') и устойчива для поднимающихся частиц большого размера (относительно велико отношение S'/S'').

Метод слоя имеет различные модификации, в том числе одна из его модификаций позволяет использовать карты относительной барической топографии для определения устойчивости соответствующих слоев атмосферы.

1.3.7. Процессы фазовых переходов

Вода в атмосфере может присутствовать в любом фазовом состоянии — газообразном, жидком и твердом. До тех пор пока количество воды в единице объема не превышает некоторого значения, соответствующего состоянию насыщения, она присутствует только в виде пара. В этом случае говорят, что влажность ниже 100 % и водяной пар является малой, хотя и очень важной, газовой составляющей атмосферы (МГС). Все термодинамические процессы при этом протекают так же, как в сухом воздухе и зависят от величины $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_а$.

Если давление пара достигает значения, соответствующего насыщению над поверхностью воды E_w (см. п. 5.4.1), то на присутствующих всегда в атмосфере инородных частицах, служащих ядрами конденсации, происходит конденсация пара и зарождаются капли (см. п. 1.3.3 и главу 5). Наличие в атмосфере очень большого числа таких частиц, значительная часть которых является гигроскопическими, препятствует возникновению заметных пересыщений. Обычно значение пересыщения относительно воды $(e - E_w/E_w)$ не превосходит 1—2 %.

Число частиц, которые могут служить ядрами льдообразования, не столь велико, поэтому при отрицательных температурах возможны значительные пересыщения относительно льда (см. п. 5.2.6.7).

Поскольку значения E_w существенно возрастают с повышением температуры (см. п. 5.4.1), воздух при высокой температуре (например, в низких широтах или вблизи поверхности океана и суши) может содержать большое количество водяного пара. Таким образом, перенос влажного воздуха из более теплых областей низких широт в высокие широты, либо из нижних слоев вверх способствует его охлаждению, конденсации пара и выделению огромных запасов скрытой теплоты конденсации. Энергия фазовых переходов играет очень большую роль в термодинамике атмосферы.

1.4. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АТМОСФЕРЕ

1.4.1. Общие данные

Фазовые переходы водяной пар→вода и водяной пар→лед происходят тогда, когда давление имеющегося водяного пара становится больше давления пара, насыщенного при данной температуре над водой (e_s) и надо льдом (e_i). Значения e_s и e_i над плоской поверхностью воды и льда и соответствующие значения плотности пара ρ_s и ρ_i как функция температуры t указаны в табл. 1.4.1 с учетом того, что в каплях облаков вода может находиться при $t < 0$ °C в переохлажденном состоянии. В последнем столбце таблицы указано пересыщение пара, насыщенного над водой, по отношению к насыщению надо льдом.

Таблица 1.4.1

t °C	e_s гПа	e_i гПа	ρ_s г/м³	ρ_i г/м³	$e_s - e_i$ гПа	e_s/e_i %
—40	0,1891	0,1283	0,1757	0,1192	0,0608	147,5
—20	1,2538	1,0315	1,073	0,8829	0,2223	121,6
—12	2,4405	2,1712	2,025	1,801	0,2693	112,4
0	6,1070	6,1064	4,844	4,844	0,0006	100
10	12,27	—	9,39	—	—	—
20	23,37	—	17,27	—	—	—

Зависимость e_s от температуры T, выраженной в кельвинах, описывается выражением

$$\frac{1}{e_s} \frac{de_s}{dT} = \frac{L}{R_п T^2}, \qquad (1.4.1)$$

где L — скрытая теплота испарения ($L = 2{,}50008 \cdot 10^6$ Дж/кг при 0 °C), $R_п$ — газовая постоянная для водяного пара ($R_п = 416{,}5$ Дж/кг·К).

Над поверхностью капли радиусом r давление насыщенного пара e_{s1} выше, чем над плоской поверхностью:

$$\ln (e_{s1}/e_s) = \frac{2\sigma}{R_п \rho_w r T} = \frac{a}{r}, \qquad (1.4.1а)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения воды ($\sigma = 7{,}464 \cdot 10^{-2}$ Н/м) и ρ_w — плотность воды. При 0 °C $a = 5{,}21 \cdot 10^{-10}$ м.

Если в капле на N_0 частиц воды есть N частиц растворенного вещества (например, хлористого натрия NaCl), то давление насыщенного пара над каплей e_{s2} понижается:

$$\frac{e_{s2}}{e_{s1}} = \frac{N_0}{N + N_0}.$$

Для слабого раствора при $N \ll N_0$

$$\frac{e_{s2}}{e_{s1}} = 1 - \frac{N}{N_0} = 1 - \frac{b}{r^3},$$

где $b = 3\alpha m M_w / 4\pi \rho_w M_s$, m — масса растворенного вещества, M_s и M_w молекулярные массы этого вещества и воды, α — степень диссоциации вещества в растворе (значение α близко к 2). Учитывая выражение (1.4.1а), находим:

$$\frac{e_{s2}}{e_s} = 1 + \frac{a}{r} - \frac{b}{r^3}. \quad (1.4.2)$$

Для данной массы m величина e_{s2} с увеличением радиуса вначале растет, достигает максимума $e_s(1 + S_к)$ (где $S_к$ — критическое пересыщение) при критическом значении радиуса $r_к$ и затем снова уменьшается. Можно показать, что $r_к = \sqrt{3b/a}$ и $S_к = \sqrt{3a^3/27b}$. Значения $r_к$ и $S_к$ для различных значений начального радиуса r_0 частицы m указаны в табл. 1.4.2.

Таблица 1.4.2

m г	r_0 мкм	r мкм	$S_к$ %
10^{-15}	0,048	0,61	0,13
10^{-14}	0,103	1,9	0,042
10^{-13}	0,223	6,1	0,013

Зависимость e_{s2}/e_s от r, представленная на рис. 1.4.1, показывает до каких размеров могут вырасти капли при заданном пересыщении.

Если первоначально имеется нерастворимая частица радиусом r, покрытая слоем воды толщиной Δr, в которой растворено m г соли, то из-за повышенной концентрации раствора в слое следует в выражении (1.4.2) увеличить b в $r/3\,\Delta r$ раз. Капля на таком комплексном ядре сможет расти и при пересыщении, в $r/3\,\Delta r$ раз меньшем, чем в отсутствии нерастворимого ядра. Если, например, радиус ядра $r = 3$ мкм, толщина покрывающего это ядро слоя воды $\Delta r = 0{,}1$ мкм, а $m = 10^{-14}$ г. На таком ядре капля будет расти при пересыщении $S_к = 0{,}013$ % — т. е. так же как она росла бы при начальной массе растворимого ядра $m = 10^{-13}$ г.

1.4.2. Ядра конденсации

Из сказанного выше ясно, что конденсации должно способствовать наличие ядер конденсации (ЯК) либо очень малых первичных растворимых частиц, понижающих e_{s2}, либо более крупных нерастворимых, но смачиваемых частиц, понижающих необходимое для конденсации пересыщение $S_к$. Растворимые ЯК — либо частицы морской соли из брызг, возникающих на гребнях волн при сильном ветре, либо частицы, образующиеся из атмосферных газов (например, в реакции $2NH_3 + H_2SO_4 = (NH_4)_2SO_4$, в результате которой образуется сернокислый аммоний, или в реакции с участием окислов азота и т. п.). К нерастворимым ядрам относятся частицы пыли разнообразного состава и другие загрязнения атмосферы, например некоторые бактерии и пр.

ЯК разделяют на следующие типы:

1) малые ЯК или ядра Айткена (в иностранной литературе condensation nuclei) радиусом $r = 0{,}005\ldots 0{,}2$ мкм, активные лишь при пересыщении 20 % и более;

2) облачные ЯК (cloud condensation nuclei, CCN) радиусом $r = 0{,}2\ldots 1$ мкм, активные в основных облачных процессах;

3) гигантские ЯК радиусом $r > 1$ мкм — чаще всего частицы морской соли.

Многие ЯК являются комплексными; их свойства мы рассмотрели в п. 1.4.1.

Концентрация ядер Айткена в воздухе больших городов достигает $(5\ldots 7)\cdot 10^4$ см$^{-3}$. Если рассматривать облачные ЯК, активные при $S_к = 1$ %, то их концентрация N составляет

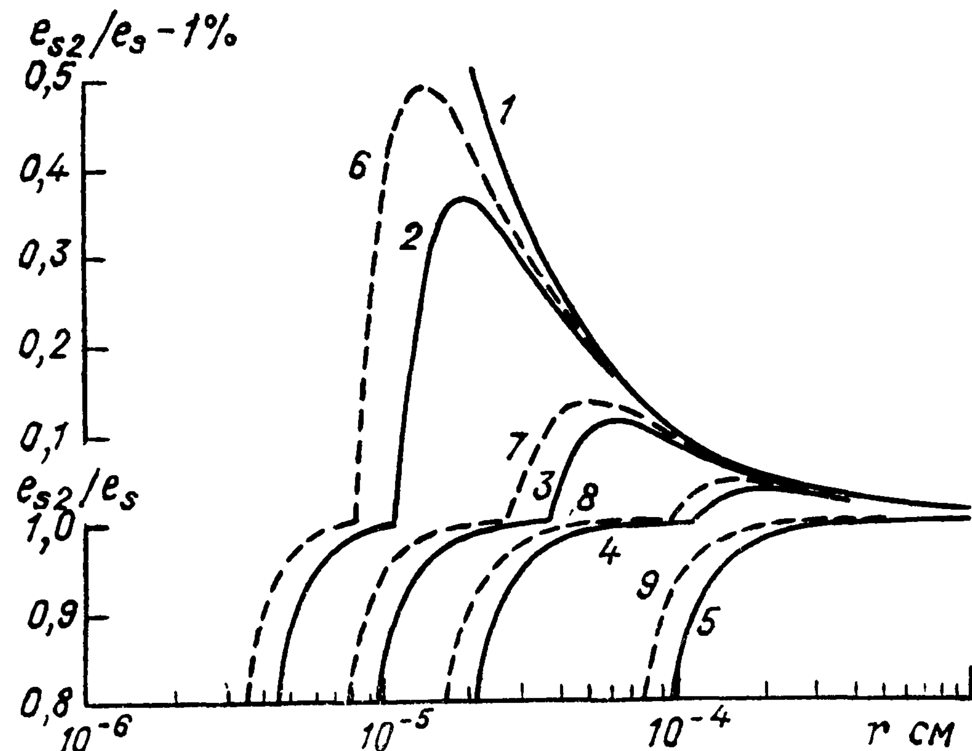


Рис. 1.4.1. Давление насыщенного пара над каплей чистой воды (*1*) и каплями растворов (*2—9*) в зависимости от массы растворенного вещества.

Кривая	2	3	4	5
Соль	NaCl	NaCl	NaCl	NaCl
m г	10^{-16}	10^{-15}	10^{-14}	10^{-12}
Кривая	6	7	8	9
Соль	$(NH_4)_2SO_4$	$(NH_4)_2SO_4$	$(NH_4)_2SO_4$	$(NH_4)_2SO_4$
m г	10^{-16}	10^{-15}	10^{-14}	10^{-12}

приблизительно 3000 см$^{-3}$ в атмосфере городов, 1000 см$^{-3}$ над континентами в целом, 100 см$^{-3}$ над открытым океаном и еще меньше — порой до нуля — над полярными областями, такими, как Аляска, Антарктида и Гренландия. При меньшем значении S (%) число активных ЯК уменьшается примерно в соответствии с выражением

$$n = cS^k,$$

где по некоторым данным $k = 0{,}7$, c — $= 100$ см$^{-3}$ в морском воздухе и $k = 0{,}5$, $c = 600$ см$^{-3}$ в континентальном.

С высотой над континентом число ЯК убывает пропорционально $\exp(-z/h)$, где $h = 0{,}67$ км зимой и $h = 1{,}35$ км летом. Над океаном уменьшение n с высотой несущественно.

Из атмосферы ЯК удаляются в результате уже описанного процесса конденсации на них водяного пара, а кроме того, благодаря броуновской коагуляции, уменьшающей число самых мелких ЯК, и вследствие захвата и вымывания их частицами осадков — каплями дождя и, особенно, крупными снежинками, очищающими таким образом воздух. Именно с этим связано большое количество сернокислых и азотных солей, ионов кальция и калия в воде осадков.

Оседание (падение) частиц ЯК происходит очень медленно и поэтому мало влияет на их концентрацию. Оно заметно лишь в отношении наиболее крупных частиц пыли.

1.4.3. Ледяные ядра

Помимо ЯК, в атмосфере имеются еще и особые ледяные ядра (ЛЯ) — так называемые ядра замерзания или сублимации. Они могут при сравнительно низких температурах инициировать замерзание образовавшихся ранее переохлажденных капель, а также образование ледяных кристаллов из пара (сублимацию). Число активных ЛЯ мало и составляет примерно 3 м$^{-3}$ воздуха при -10 °C и 300 м$^{-3}$ при -20 °C. При -41 °C замерзают практически все капли.

Ледяные ядра — частицы льда — могут образовываться и при разломе больших кристаллов — снежинок.

Механизмы действия ЛЯ могут быть следующими: 1) непосредственно на них может сублимироваться пар, в результате чего образуются снежинки; 2) находясь внутри имеющихся капель, ЛЯ вызывают их замерзание при температуре активации ЛЯ; 3) ЛЯ могут инициировать замерзание капли при захвате их каплей. Переход жидкой фазы в твердую (лед) дает начало быстрому росту последней, поскольку пересыщение $e_s - e_i$ значительно больше, чем $e_{s2} - e_s$, и сне-

жинки могут быстро расти вплоть до их выпадения, пока поблизости имеются переохлажденные капли.

Искусственными ЛЯ могут служить частицы некоторых химических веществ — иодистого серебра AgJ, иодистого свинца PbJ_2 и др., активных уже начиная с $t = -3 \ldots -4$ °С. Существуют и некоторые органические вещества, порождающие ЛЯ, например флороглюцин $C_6H_3(OH)_3$ или металдегид $(HCOH)_n$. Сходную роль играют и частицы твердой углекислоты CO_2, близ которых микроскопические капли воды сразу замерзают, образуя ЛЯ. Перечисленные вещества применяются при опытах воздействия на облака с целью искусственного вызывания или изменения интенсивности осадков.

1.4.4. Рост капель в облаках

Зародившаяся на ЯК капля может затем расти благодаря конденсации пара на ней, если существует достаточное пересыщение S. Радиус капли r при этом увеличивается со временем:

$$r = \sqrt{\frac{2D\rho_{0s}St}{\rho_w(1+\eta)}}, \qquad (1.4.3)$$

где D — коэффициент диффузии пара ($D = 1{,}95 \cdot 10^{-5}$ м²/с при -20 °С и $2{,}26 \cdot 10^{-5}$ при 0 °С), ρ_{0s} — плотность насыщенного пара при температуре окружающего воздуха t_0 (см. табл. 1.1.4), η — поправка, учитывающая небольшое повышение температуры капли ($t_к > t_0$) при конденсации на ней пара ($\eta = 0{,}19$ при -20 °С и $0{,}78$ при 0 °С). Пересыщение S зависит от скорости охлаждения окружающего воздуха и от того, как быстро капли отбирают из него избыток пара.

В соответствии с выражением (1.4.3) рост капель вначале происходит быстро, а затем замедляется. При $m = 10^{-14}$ г и $S = 0{,}05$ % капля вырастает от $r_0 = 0{,}75$ мкм до $r = 2$ мкм за 130 с и до $r = 5$ мкм за 17 мин. Спектр размеров облачных капель в диапазоне $r = 4 \ldots 20$ мкм приближенно описывается выражением

$$n(r) = Ar^2 e^{-br}, \qquad (1.4.4)$$

где $b = 3/r_{ср}$, $r_{ср}$ — средний радиус капель, $A = 1{,}45w/\rho r_{ср}^6$, w — водность облака, т. е. количество воды (г) в 1 см³ облака.

В слоистообразных облаках ориентировочно $r_{ср} = 5 \ldots 8$ мкм, причем в слоистых облаках число капель n составляет 250—650 в 1 см³, в низких кучевых $n = 250 \ldots 400$ см⁻³, в высоко-слоистых $n = 400 \ldots 500$ см⁻³. В дождевых облаках типа Ns $n = 150 \ldots 350$ см⁻³ при несколько большем среднем радиусе капель $r_{ср} = 6 \ldots 11$ мкм. Еще крупнее капли в мощных кучевых и кучево-дождевых облаках, где $r_{ср} = 20 \ldots 25$ мкм, а $n = 70 \ldots 200$ см⁻³.

Большие капли мороси и затем дождя могут образовываться путем столкновения и слияния (коагуляции) облачных капель благодаря броуновскому движению (при малых r), турбулентности воздуха или гравитационной коагуляции — захвате более крупными и, следовательно, быстрее падающими каплями более мелких капель. Такой процесс особо важен в мощных кучевых и кучево-дождевых облаках, где восходящий поток воздуха длительно поддерживает и мелкие, и крупные капли, мешая их выпадению.

Скорость роста большой капли радиусом R, падающей в облаке, содержащем n (м⁻³) малых капель радиусом r, описывается выражением

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\pi n}{3R^2}(R+r)^2(v_R - v_r)E(R, r)r^3, \qquad (1.4.5)$$

где v_R и v_r — скорости падения большой и малой капель соответственно; $E(R, r)$ — коэффициент захвата, малый при малых r, но при $r/R > 0{,}1$ быстро растущий с увеличением r и приближающийся к единице.

1.4.5. Рост кристаллов в облаках

Как следует из табл. 1.1.4, при отрицательных температурах всегда $e_s - e_i > 0$ (максимум $e_s - e_i$ достигается при -12 °С) и поэтому ледяные кристаллы, находящиеся в окружении переохлажденных капель, растут за их счет. Поскольку пересыщение $(e_s - e_i)/e_s$ гораздо больше, чем упоминавшиеся выше значения пересыщения в капельных облаках, рост кристаллов идет очень быстро. Рост снежных кристаллов — важнейший процесс образования снегопадов в областях с $t < 0$ °С и дождей там, где снежинки выпадают и тают в нижних более теплых слоях атмосферы.

Бо́льшая часть ледяных кристаллов имеет форму шестиугольных столбиков — призм или пластинок. Над гранью кристалла на расстоянии l от его центра давление насыщенного пара e_i' повышено и описывается выражением

$$e_i' = e_i + \frac{k\sigma}{l}, \qquad (1.4.6)$$

где σ — поверхностное натяжение льда, а k — постоянная. При $l = 0{,}1$ мкм $e_i' - e_i$ составляет около 1,9 %. Малая, но относительно длинная ледяная призма растет в основном в длину. У более крупных пластинок — звездчатых снежинок радиусом $r = 2 \ldots 3$ мм — диффузия пара к снежинке больше близ их выступающих лучей, которые растут быстрее, чем внутренняя часть снежинки.

Снежинка, падая в облаке переохлажденных капель и захватывая их (при соприкосновении со льдом происходит мгновенное замерзание переохлажденных капель), образует частицу крупы или града. При захвате мелких капель образуются белые аморфные слои в градине; при захвате крупных капель, растекающихся по поверхности градины, образуются слои более прозрачного льда. Росту градин способствует восходящий поток воздуха, долго поддерживающий их в облаке. При скорости потока, равной, например, 9 м/с, градины выпадают из облака лишь тогда, когда радиус r достигнет 3 мм.

Во время градобития 25 июля 1957 г. в станице Вознесенской (Лабинский район) выпадали градины массой до 1400 г, причем за 50 минут выпало 140 мм осадков.

Скорость падения крупных градин превышает 40 м/с и они крайне опасны как для домашних животных и птиц, так и для садов и посевов и т. п.

1.4.6. Глобальный баланс влаги в атмосфере

В атмосфере происходит постоянный круговорот водяного пара. Водяной пар поступает в атмосферу в результате испарения с поверхности океанов и материков; в атмосфере он конденсируется, образуя облака и затем осадки — снег и дождь. Осадки выпадают на земную поверхность — океаны и континенты.

С поверхности океана ($3{,}61 \cdot 10^8$ км²) в год испаряется 505 000 км³ воды — слой, толщина которого в среднем равна 1,4 м. В отдельных районах океана, например в заливе Акаба Красного моря, испарение достигает 5 м в год.

С материков ($1{,}49 \cdot 10^8$ км²) испаряется в год 72 000 км³ воды (слой 0,485 м; в Южной Америке в среднем 0,91 м). На материки выпадает в год 119 000 км³ осадков (слой 0,80 м), из которых речной сток в океан составляет 45 000 км³, а подземный сток в океан — 2000 км³. На поверхность Мирового океана выпадает 458 000 км³ осадков.

Общее испарение составляет 577 000 км³ в год (слой воды 1,13 м); на него расходуется в среднем 88 Вт/м² тепла — более одной трети среднего прихода солнечной энергии на поверхность Земли. Скрытое тепло водяного пара затем реализуется при его конденсации в атмосфере.

В атмосфере в виде пара находится в среднем 12 900 км³ воды (2,53 см ее «осажденного слоя»). Для того чтобы образовать в год 577 000 км³ осадков этот пар должен возобновляться в среднем каждые 8,1 сут и может, следовательно, переноситься далеко от области испарения.

По некоторым оценкам на облака и осадки приходится около 2,5 % атмосферного содержания H_2O; время жизни частиц воды составляет в среднем 5 ч.

1.5. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ В АТМОСФЕРЕ. ОБЩАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ

1.5.1. Основные понятия

В настоящем параграфе приводятся общие сведения о метеорологических величинах, о силах, действующих в атмосфере, основные уравнения гидро- и термодинамики атмосферы, используемые при описании атмосферных процессов, сведения о системах координат, применяемых в метеорологии. Приводятся также основные сведения об общей циркуляции атмосферы.

Для характеристики состояния атмосферы введено понятие (см. ГОСТ 16363-70. Метеорология. Термины и определения) «метеорологические величины». Это температура, давление, плотность, скорость и направление ветра, влажность, вод-

ность (туманов, облаков, осадков), метеорологическая дальность видимости, потоки лучистой энергии, турбулентные потоки тепла, влаги, импульса и др. *

Для обозначения некоторых физических процессов, сопровождающихся изменением состояния атмосферы, вводится понятие «метеорологические явления». К ним относятся туман, осадки, облака, грозы, пыльная (песчаная) бури, смерчи, шквал, метель, гололед, изморозь, роса, иней, обледенение и др.

Физическое состояние атмосферы в определенный момент или в конечный промежуток времени, определяемое совокупностью значений метеорологических величин и атмосферными явлениями, называется погодой.

Для характеристики состояния атмосферы как одного из пяти компонентов климатической системы, включающей атмосферу, океан, криосферу, поверхность суши, биосферу, за продолжительный период времени используются осредненные за длительный промежуток времени (от месяца до нескольких лет и даже десятков лет) метеорологические величины.

Если f — некоторая произвольная метеорологическая величина, то в прямоугольной системе координат

$$f = f(x,\ y,\ z,\ t). \qquad (1.5.1)$$

Поверхность равных значений той или иной метеорологической величины называется эквискалярной поверхностью. В каждой точке такой поверхности выполняется условие

$$f(x,\ y,\ z) = c, \qquad (1.5.2)$$

где c — постоянная для каждой эквискалярной поверхности.

В зависимости от рассматриваемой метеорологической величины эта поверхность называется изотермической (для температуры), изопикнической (для плотности), изобарической (для давления), изэнтропической (для линий постоянной энтропии (потенциальной температуры)) и др.

Линии пересечения эквискалярных поверхностей с любой другой поверхностью, чаще всего с поверхностью уровня моря, называются изолиниями метеорологической величины f ($f = \text{const}$) — это изотермы для температуры, изобары для давления, изогипсы для высоты изобарических поверхностей $p = \text{const}$, изотахи для модуля скорости ветра и т. д.

Количественной мерой изменения метеорологической величины в пространстве служит градиент этой величины. Градиентом величины f, обозначаемый $\text{grad}\, f$ или $\nabla_3 f$, называют вектор, который направлен по нормали N к эквискалярной поверхности (в метеорологии за положительное направление N принято направление не в сторону увеличения f, как в математике и гидродинамике, а в сторону уменьшения f), а по модулю равен производной f по N с обратным знаком:

$$|\text{grad}\, f| = -\partial f/\partial N. \qquad (1.5.3)$$

Проекцией градиента на оси N_i является

$$\text{grad}_i\, f = -\partial f/\partial N_i. \qquad (1.5.4)$$

В прямоугольной системе координат проекциями градиента на оси x, y, z будут

$$-\frac{\partial f}{\partial x};\quad -\frac{\partial f}{\partial y};\quad -\frac{\partial f}{\partial z}.$$

В метеорологии наибольший интерес представляют горизонтальная и вертикальная составляющие $\text{grad}\, f$, различающиеся на порядок или несколько порядков:

$$\text{grad}_n\, f = -\frac{\partial f}{\partial n},\quad \text{grad}_z\, f = -\frac{\partial f}{\partial z},$$

где n — нормаль к изолиниям величины f на уровенной поверхности.

В векторной форме в отличие от полного градиента f горизонтальный градиент обозначают ∇f.

Если обозначить единичные векторы на соответствующие координатные оси через $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$ и $\mathbf{e}_3$, то

$$\nabla_3 f = \frac{\partial f}{\partial N_1} e_1 + \frac{\partial f}{\partial N_2} e_2 + \frac{\partial f}{\partial N_3} e_3,$$

$$\nabla f = \frac{\partial f}{\partial N_1} e_1 + \frac{\partial f}{\partial N_2} e_2. \qquad (1.5.5)$$

Если величина f убывает в том или ином направлении, то составляющая градиента величины f в этом направлении является положительной, и, наоборот.

* До введения указанного ГОСТа эти метеорологические величины называли метеорологическими элементами.

Для характеристики скорости изменения составляющих градиента в направлении той или иной координатной оси используются производные более высокого порядка, такие как

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x\,\partial y};\quad \frac{\partial^2 f}{\partial x\,\partial z};\quad \frac{\partial^2 f}{\partial x\,\partial t};\quad \frac{\partial^2 f}{\partial y\,\partial z};\quad \frac{\partial^2 f}{\partial z\,\partial t};$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2};\quad \frac{\partial^2 f}{\partial y^2};\quad \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \text{ и т. д.}$$

Для оценки порядка метеорологических величин и их производных А. А. Фридманом и Гесельбергом построена таблица порядка метеорологических величин и их производных, дополненная М. И. Юдиным.

Значения величин f и их производных в интервале определений округляются до ближайшей степени 10 так, чтобы 99,5 % всех значений функции превосходили нижний предел и в 99,5 % были меньше верхнего предела. Если при таком округлении нижняя и верхняя границы совпадают, функция имеет порядок 10^n. Если верхняя и нижняя границы функции имеют разные порядки, то для обозначения их порядка применяется запись 10^n—10^{n+1}.

При оценке членов в уравнениях и формулах следует помнить, что если в уравнении

$$F_1 + F_2 + F_3 + F_4 = 0$$

(где F_1, F_2, F_3, F_4 — некоторые члены уравнения) F_1, F_2 имеют порядок 10^n—10^{n+1}, а F_3, F_4 — порядок 10^{n-2}—10^{n-1}, то справедливо приближенное уравнение

$$F_1 + F_2 = 0. \qquad (1.5.6)$$

При оценке порядка произведения двух членов пользуются следующим правилом:

$$\left(10^m - 10^{m+1}\right)\left(10^n - 10^{n+1}\right) = 10^{m+n+1} - 10^{m+n+2}. \qquad (1.5.7)$$

В табл. 1.5.1 приведены порядки основных метеорологических величин и их производных по данным Фридмана, Гесельберга, уточненные М. И. Юдиным. При вычислении данных, приведенных в таблице, принимались характерные значения в слое 0—5 км при шаге по пространству 500 км и шаге по времени 12 ч.

В качестве характеристик поля скоростей, кроме направления и скорости ветра, в метеорологии используется также завихренность поля скорости ветра, характеризуемая вертикальной составляющей вихря скорости ветра $\Omega_z = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y$, горизонтальная дивергенция скорости ветра $D = \partial u/\partial x + \partial v/\partial y$, характеристики поля деформации

$$D_1 = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$D_2 = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}.$$

1.5.2. Фундаментальные законы гидро- и термодинамики и их приложение к изучению атмосферных процессов

Второй закон Ньютона и уравнения движения

Согласно второму закону Ньютона, ускорение (м/с²) частицы воздуха единичной массы в системе координат, связанной со звездами, равно сумме действующих сил (Н):

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = \sum_i G_i, \qquad (1.5.8)$$

где $\mathbf{V}_a$ — вектор абсолютной скорости, $\sum_i G_i$ — сумма действующих сил.

Все действующие силы подразделяются на массовые и поверхностные. К массовым относят силы, действующие как на атмосферу в целом, так и на ее отдельные части. К таким силам относится сила тяжести, отклоняющая сила вращения Земли (сила Кориолиса), центробежные силы, обусловленные вращением Земли и движением частиц относительно Земли. Поверхностные силы — это давление и сила трения. Из указанных сил сила Кориолиса, сила трения и центробежная сила действуют лишь при движении атмосферы.

Сила тяжести, или ускорение свободного падения g (частицы единичной массы) представляет собой векторную

Таблица 1.5.1

Порядки метеорологических величин и их производных

	Переменные									
	s (x или y)	t	z	ss	st	sz	tt	tz	zz	f
Горизонтальные составляющие скорости ветра u, v	$1{,}2\cdot10^{-5}$	$1{,}2\cdot10^{-4}$	$2\cdot10^{-3}$	$3\cdot10^{-11}$	$3\cdot10^{-10}$	$5\cdot10^{-9}$	$5\cdot10^{-9}$	$5\cdot10^{-8}$	$1{,}2\cdot10^{-6}$	10^{0}—10^{1}
Давление p	$8\cdot10^{-7}$	$8\cdot10^{-6}$	10^{-3}—10^{-2}	$1{,}5\cdot10^{-12}$	$1{,}5\cdot10^{-11}$	$3\cdot10^{-10}$	$2\cdot10^{-10}$	$3\cdot10^{-9}$	$10^{-7}\cdot10^{-6}$	10^{2}
Температура T	$7\cdot10^{-6}$	$7\cdot10^{-5}$	10^{-3}—$6\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-11}$	$2\cdot10^{-10}$	$3\cdot10^{-9}$	$3\cdot10^{-9}$	$3\cdot10^{-8}$	$7\cdot10^{-7}$	10^{2}
Плотность ρ	$3\cdot10^{-11}$	$3\cdot10^{-10}$	10^{-8}—10^{-7}	$8\cdot10^{-17}$	$8\cdot10^{-16}$	$6\cdot10^{-15}$	10^{-14}	$6\cdot10^{-14}$	10^{-12}—10^{-11}	10^{-3}
Вертикальная скорость w	$2\cdot10^{-8}$	$2\cdot10^{-7}$	$3\cdot10^{-6}$	—	—	—	—	—	—	10^{-2}—10^{-1}
Вертикальная составляющая вихря скорости Ω_z	$4\cdot10^{-11}$	$4\cdot10^{-10}$	$7\cdot10^{-9}$	—	—	—	—	—	—	$2\cdot10^{-5}$

сумму ускорения гравитационного (ньютонова) притяжения $\mathbf{g}_а$ и центробежного ускорения $\mathbf{g}_ц$, обусловленного вращением Земли:

$$\mathbf{g} = \mathbf{g}_а + \mathbf{g}_ц, \tag{1.5.9}$$

где

$$|\mathbf{g}_а| = \frac{\gamma M}{a_0^2}, \tag{1.5.10}$$

γ — универсальная гравитационная постоянная ($6{,}6720 \times 10^{-11}$ (Н·м²)/кг²); M — масса Земли, a_0 — радиус Земли;

$$|g| = g(r,\ \varphi) = \frac{\gamma M}{r^2} - \beta^* \frac{\gamma M R_E^2}{r^4}(3\sin^2\varphi - 1) - \omega^2 r\cos^2\varphi, \tag{1.5.11}$$

где R_E — экваториальный радиус эллипсоида, β^* — параметр формы Земли ($\mathscr{E}^*$ — сжатие эллипсоида):

$$\beta^* = \mathscr{E}^* - \frac{1}{2}\frac{\omega^2 R_E^2}{\gamma M},$$

ω — угловая скорость вращения Земли, равная $7{,}29\cdot10^{-5}$ с⁻¹, $r = a_0 + z$.

Для еще более упрощенных расчетов используется формула

$$g(z,\ \varphi) = g_0(1 - a_1\cos 2\varphi)(1 - a_2 z), \tag{1.5.12}$$

где $g_0 = 9{,}80665$ м/с² $\approx 9{,}81$ м/с² — ускорение свободного падения на уровне моря на широте 45°, z — высота точки над уровнем моря, $a_1 = 0{,}0026$ и $a_2 = 3{,}14\cdot10^{-7}$ м⁻¹ — постоянные.

Вектор градиента давления определяется выражением

$$-\frac{1}{\rho}\nabla_3 p = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial N_1}e_1 + \frac{\partial p}{\partial N_2}e_2 + \frac{\partial p}{\partial N_3}e_3\right), \tag{1.5.13}$$

где p — давление; ρ — плотность; ∇_3 — оператор, указывающий на трехмерное пространство, в отличие от оператора ∇, указывающего на двумерное пространство.

Отклоняющая сила вращения Земли есть удвоенное векторное произведение вектора угловой скорости вращения Земли и вектора скорости ветра

$$-2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_3. \tag{1.5.14}$$

С учетом суммы действующих сил уравнения движения (1.5.8) (второй закон Ньютона) запишутся в виде

$$\frac{d\mathbf{v}_3}{dz} = -\frac{1}{\rho}\nabla_3 p = -2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_3 + \mathbf{g} + \mathbf{F}_{тр}, \tag{1.5.15}$$

где $\mathbf{v}_3$ — трехмерный вектор скорости ветра, $\mathbf{F}_{тр}$ — вектор силы трения.

Уравнение неразрывности

Уравнение неразрывности, или уравнение сохранения массы, записывается в виде

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} + \operatorname{div} v_3 = 0, \tag{1.5.16}$$

или

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} + \nabla v_3 = 0.$$

Для водяного пара или для любой другой субстанции также записывается уравнение неразрывности по источникам

$$\frac{1}{\rho_w}\frac{d\rho_w}{dt} + \nabla_3 v_3 = \frac{s_w}{\rho_w}. \tag{1.5.17}$$

Здесь ρ_w — плотность водяного пара (масса примеси в единице объема), s_w — источник или сток водяного пара (примеси), т. е. изменение массы водяного пара или субстанции в единице объема в единицу времени. Для любой субстанции ρ_i, находящейся в атмосфере и выпадающей из атмосферы, имеем

$$\frac{1}{\rho_i}\frac{d\rho_i}{dt} + \nabla_3 v_3 = s_i - s_{ib}, \tag{1.5.18}$$

где s_i — скорость поступления i-й субстанции (г·г⁻¹·с⁻¹), s_{ib} — скорость осаждения i-й субстанции (г·г⁻¹·с⁻¹).

Уравнение состояния

Состояние каждого из атмосферных газов определяется тремя величинами: температурой, давлением, плотностью. Все они связаны уравнением, называемым уравнением состояния.

При условиях, наблюдающихся в атмосфере, основные газы ведут себя как идеальный газ.

Для любого i-го газа, находящегося при температуре T,

$$p_i V_i = R_i T, \qquad (1.5.19)$$

где p_i — парциальное давление, $V_i = \frac{1}{\rho_i}$ — удельный объем, R_i — удельная газовая постоянная i-го газа, $R_i = R^*/\mu_i$, R^* — универсальная газовая постоянная: $R^* = 8{,}31441 \times 10^3$ Дж/(моль·К), μ — относительная молекулярная масса i-го газа.

Согласно закону Дальтона

$$p = \sum_{i=1}^{n} p_i,$$

где n — число газов, p — суммарное давление.

Если V — удельный объем сухого воздуха, а m_i — масса i-го газа, то $V_i = V/m_i$. Тогда с учетом (1.5.19)

$$V \sum_{i=1}^{n} p_i = T \sum_{i=1}^{n} m_i R_i,$$

или

$$pV = R_c T, \qquad (1.5.20)$$

где $R_c = \sum_{i=1}^{n} m_i R_i$ — удельная газовая постоянная сухого воздуха: $R_c = 287{,}05$ Дж·кг$^{-1}$·К$^{-1}$; $\mu_c = R^*/R_c = 28{,}96$ кг/моль. Поскольку $\rho = 1/V$, то

$$p/\rho = RT. \qquad (1.5.21)$$

В верхней атмосфере используется несколько иная форма записи уравнения состояния.

Если (1.5.20) умножить на μ_c, то получим

$$p\mu_c V = \mu_c R_c T, \quad \text{или} \quad pV = R^* T, \qquad (1.5.22)$$

но $\mu_c V = V_м$ — объем моля воздуха.
Следовательно, при фиксированных p и T объем моля для всех газов одинаков.

Разделив массу одного моля на число содержащихся в нем молекул воздуха (N), получим:

$$p \frac{V}{N} = \frac{R^*}{N} T, \quad \text{или} \quad p = k \frac{N}{V} T, \qquad (1.5.23)$$

где N — число Авогадро — величина постоянная для всех газов ($N = 602 \cdot 10^{26}$ моль$^{-1}$), $k = R^*/N$ — постоянная Больцмана ($k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К).

Тогда уравнение состояния приобретает вид

$$p = knT, \qquad (1.5.24)$$

где $n = N/V$ — число молекул воздуха в 1 м^3.

Поскольку $R_c \rho = kn$, то

$$\rho = n \frac{\mu_c}{N} = nm, \qquad (1.5.25)$$

где $m = \mu_c/N$ — средняя масса одной молекулы воздуха.

Первый закон термодинамики

Согласно первому закону термодинамики, приток тепла к единице массы $\mathscr{E}$ (Вт/кг) расходуется на изменение внутренней энергии частицы $\left(c_v \frac{dT}{dt}\right)$ и на работу расширения $\left(p \frac{d}{dt} \frac{1}{\rho}\right)$.
Тогда

$$c_v \frac{dT}{dt} + p \frac{d}{dt} \frac{1}{\rho} = \mathscr{E}. \qquad (1.5.26)$$

Если воспользоваться уравнением состояния (1.5.21), то из уравнения (1.5.26) следует, что

$$c_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = \mathscr{E}. \qquad (1.5.27)$$

Здесь $c_v = 717$ Дж/(кг·К) и $c_p = 1004$ Дж/(кг·К) — удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении соответственно; $R = c_p - c_v$.

Если считать процесс адиабатическим ($\mathscr{E} = 0$), то из уравнения 2-го начала термодинамики получаем:

$$\Theta = T \left(\frac{p_{00}}{p}\right)^{R/c_p}, \qquad (1.5.28)$$

где Θ — потенциальная температура; p_{00} — стандартное давление, равное 1000 гПа. Это уравнение называется уравнением сухой адиабаты или уравнением Пуассона.

С учетом уравнения (1.5.28) уравнение (1.5.27) можно представить в следующем виде:

$$c_p \frac{T}{\Theta} \frac{d\Theta}{dt} = \mathscr{E}. \qquad (1.5.29)$$

Уравнение энергии

Умножив скалярно уравнение движения на v_3, получим уравнение для изменения кинетической энергии единицы массы

$$\frac{dK_3}{dt} = -\frac{1}{\rho} v_3 \nabla_3 p + v_3 g - D_T, \qquad (1.5.30)$$

где $K_3 = \frac{1}{2}(v_3 v_3) = c^2/2$ — кинетическая энергия единицы массы, c — модуль скорости ветра.

Для прямоугольной системы координат с составляющими скорости ветра по осям x, y и z, равными u, v и w соответственно, уравнения движения имеют следующий вид:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - 2(\omega_y w - \omega_z v) + F_x,$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2(\omega_z u - \omega_x w) + F_y,$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g - 2(\omega_y u - \omega_x v) + F_z, \qquad (1.5.31)$$

где ω_x, ω_y, ω_z — составляющие вектора угловой скорости по осям x, y, z; F_x, F_y, F_z — составляющие силы трения по осям x, y, z. После умножения первого уравнения системы (1.5.33) на u, второго — на v, третьего — на w и их сложения получим

$$\frac{dK}{dt} = -\frac{1}{\rho} v_3 \nabla_3 p - gw + [uF_x + F_y + wF_z], \qquad (1.5.32)$$

где $K = \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2}$ — кинетическая энергия единицы массы. Поскольку

$$-\frac{1}{\rho} v_3 \nabla_3 p = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt}, \qquad (1.5.33)$$

то из уравнения (1.5.32) получим

$$\frac{dK}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} - gw + D_{дис}, \qquad (1.5.34)$$

где $D_{дис} = (uF_x + vF_y + wF_z)$ — диссипация кинетической энергии.

На основе уравнения второго начала термодинамики (1.5.27) и (1.5.34) получим

$$\mathscr{E} = \frac{d}{dt}\left(\frac{c^2}{2} + c_v T + gz + \frac{p}{\rho}\right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} + D_{дис}, \qquad (1.5.35)$$

или

$$\mathscr{E} = \frac{d}{dt}\left(\frac{c^2}{2} + c_p T + gz\right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} + D_{дис}. \qquad (1.5.36)$$

Если процесс адиабатический, то без учета диссипации и изменения давления в частице имеем

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{c^2}{2} + c_p T + gz\right) = 0, \qquad (1.5.37)$$

или

$$\frac{c^2}{2} + c_p T + gz = \text{const}. \qquad (1.5.38)$$

Уравнение (1.5.37) известно как уравнение Бернулли. Из него следует, что

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{c_p} \frac{d}{dt}\left(\frac{c^2}{2} + gz\right). \qquad (1.5.39)$$

Для сравнительно небольших скоростей движения можно пренебречь изменением кинетической энергии. Тогда на основе уравнения (1.5.39) получаем

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{g}{c_p}\frac{dz}{dt},$$

откуда находим $dT/dz = -g/c_p = \gamma_a$ — сухоадиабатический градиент температуры.

В случае набегания на некоторую поверхность, например на лобовую поверхность крыла самолета, горизонтального потока, скорость которого велика (более 20 м/с) после интегрирования (1.5.39) можно получить величину кинетического нагрева на этой поверхности

$$\Delta T = c^2/2c_p, \quad (1.5.40)$$

или

$$\Delta T = T_0 + 0{,}000502\,\Delta c^2,$$

где T — в градусах Цельсия, c — в м/с.

1.5.3. Уравнения динамики в различных системах координат

Сферическая система координат

Обозначим в сферической системе координат составляющие скорости ветра следующим образом: v_r — вертикальная компонента (по оси $r(z)$); v_θ — меридиональная компонента (на оси $\theta = \pi/2 - \varphi$), положительная при движении на юг; v_λ — зональная компонента (по оси λ), положительная при движении на восток.

Уравнения динамики запишем в следующем виде:

$$\underset{(10^{-4})}{\frac{dv_\lambda}{dt}} + \underset{(10^{-3})}{2\omega\cos\theta v_\theta} - \underset{(10^{-6})}{2\omega\cos\theta v_r} + \underset{(10^{-8})}{\frac{v_r v_\lambda}{r}} + \underset{(10^{-5})}{\frac{v_\lambda v_\theta}{r}\operatorname{ctg}\theta} = \underset{(10^{-3})}{-\frac{1}{\rho r\sin\theta}\frac{\partial p}{\partial\lambda}} + \underset{(10^{-6})}{F_{T_\lambda}},$$

$$\frac{dv_\theta}{dt} + \frac{v_\theta v_r}{r} - \frac{v_\lambda^2\operatorname{ctg}\theta}{r} = \frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial\theta} + 2\omega\cos\theta v_\lambda - 2\omega\cos\theta w + F_{T_\theta}, \quad (1.5.41)$$

$$\underset{(10^{-7})}{\frac{dv_z}{dt}} - \underset{(10^{-3})}{2\omega\sin\theta v_\lambda} - \underset{(10^{-5})}{\frac{v_\lambda^2 + v_\theta^2}{r}} = \underset{(10^{1})}{\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}} - \underset{(10^{1})}{g} + \underset{(10^{-6})}{F_{T_r}},$$

где $r = a_0 + h_0 \approx a_0$, h — высота точки над поверхностью Земли, F_{T_λ}, F_{T_θ}, F_{T_r} — составляющие силы трения по осям λ, θ, r. Цифрами в скобках указаны порядки членов уравнений.

На основе оценки порядка членов третье уравнение движения записывается в форме

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = -g \quad (1.5.42)$$

и называется условием квазистатичности.

Уравнение неразрывности сжимаемой жидкости имеет следующий вид:

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{r\sin\theta}\left(\frac{\partial v_\lambda}{\partial\lambda} + \frac{\partial v_\theta\sin\theta}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}v_r r^2 = 0. \quad (1.5.43)$$

Для любой субстанции ρ_N с источником S_N по аналогии с уравнением (1.5.43) получаем

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho_N}{dt} + \frac{1}{r\sin\theta}\left(\frac{\partial v_\lambda}{\partial\lambda} + \frac{\partial}{\partial\theta}v_\theta\sin\theta\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}v_r r^2 = \frac{S_N}{\rho_N}. \quad (1.5.44)$$

Уравнение первого начала термодинамики имеет вид

$$c_p\frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho}\frac{dp}{dt} = \mathscr{E}, \quad (1.5.45)$$

где индивидуальная производная в сферической системе координат записывается следующим образом:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{v_\lambda}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\lambda} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial}{\partial\theta} + v_r\frac{\partial}{\partial r}, \quad (1.5.46)$$

а $\theta = \pi/2 - \varphi$ — дополнение широты до 90°.

Абсолютным угловым моментом M_z называется произведение линейной скорости абсолютного движения частицы на расстояние до оси вращения Земли, равное $a_0\sin\theta$. Эта скорость складывается из скорости движения Земли $a_0\omega\sin\theta$ и скорости относительно Земли v_λ. Таким образом,

$$M_z = r\sin\theta(v_\lambda + \omega r\sin\theta), \quad r = a_0 + h. \quad (1.5.47)$$

Уравнение сохранения абсолютного углового момента имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dt}(r\sin\theta(v_\lambda + \omega r\sin\theta)) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\lambda} + r\sin\theta F_{T_\lambda}. \quad (1.5.48)$$

Обычно при расчетах полагают $r = a_0$.

Дифференцируя первое уравнение движения по θ, а второе по λ и вычитая из второго уравнения первое, получаем *уравнение вихря скорости* (уравнение А. А. Фридмана):

$$\frac{d(\Omega_z + l)}{dt} = -(\Omega_z + l)\operatorname{div}_n c + \frac{1}{\rho^2}(\rho,\ p) + \beta v_\theta + \frac{\partial v_\lambda}{\partial r}\frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial\theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial r}\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial v_z}{\partial\lambda} + \frac{\partial F_{T_\theta}}{r\cos\theta\partial\lambda} - \frac{1}{r}\frac{\partial F_{T_\lambda}}{\partial\theta}. \quad (1.5.49)$$

Здесь индивидуальная производная определяется из (1.5.46); Ω_z — вертикальная составляющая относительно вихря скорости:

$$\Omega_z = \frac{1}{r\sin\theta}\left(\frac{\partial v_\lambda\sin\theta}{\partial\theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial\lambda}\right); \quad (1.5.50)$$

$\operatorname{div}_n c$ — горизонтальная дивергенция скорости:

$$\operatorname{div}_n c = \frac{1}{r\sin\theta}\left(\frac{\partial v_\theta\sin\theta}{\partial\theta} + \frac{\partial v_\lambda}{\partial\lambda}\right); \quad (1.5.51)$$

Ω_a — вертикальная составляющая абсолютного вихря скорости:

$$\Omega_a = \Omega_z + l. \quad (1.5.52)$$

Параметр Россби (β), определяющий изменение параметра Кориолиса с широтой, описывается выражением

$$\beta = \frac{\partial l}{\partial\varphi} = \frac{2\omega\sin\theta}{a_0}.$$

С учетом главных членов уравнение вихря имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dt}(\Omega_z + l) = -(l + \Omega_z)\operatorname{div}_n c. \quad (1.5.53)$$

Здесь

$$\operatorname{div}_n c = \partial u/\partial x + \partial v/\partial y.$$

Цилиндрические координаты

В цилиндрической системе координатами являются вертикальная координата z, полярный угол ϑ и радиус-вектор r^*.

Составляющие скорости обозначим следующим образом: $u = r^*(d\vartheta/dt)$ — тангенциальная составляющая, $v = dr^*/dt$ — радиальная составляющая, $w = dz/dt$ — вертикальная составляющая, $d\vartheta/dt$ — угловая скорость вращения частицы. Для частицы воздуха (жидкости) *уравнения движения* принимают следующий вид:

$$\frac{du}{dt} + \frac{wu}{r^*} = -\frac{1}{\rho r^*}\frac{\partial p}{\partial\vartheta} - 2\omega\cos\theta v + F_{T_\vartheta},$$

$$\frac{dv}{dt} - \frac{u^2}{2} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r^*} + 2\omega\cos\theta u + F_{T_{r^*}},$$

$$\frac{dw}{dt} = -g - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}. \quad (1.5.54)$$

Индивидуальная производная в цилиндрической системе координат записывается следующим образом:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u^*}{r}\frac{\partial}{\partial \vartheta} + v^*\frac{\partial}{\partial r} + w\frac{\partial}{\partial z}.$$

Уравнение неразрывности в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{r}\frac{\partial r v^*}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial u^*}{\partial \vartheta} + \frac{\partial w^*}{\partial z} = 0.$$

Геострофический ветер

Геострофическим ветром называется равномерное горизонтальное движение воздуха в отсутствие силы трения при равновесии силы барического градиента и силы Кориолиса в поле прямолинейных изобар.

Составляющие геострофического ветра в различных системах координат будут иметь следующий вид:

в прямоугольной системе координат

$$u_g = -\frac{1}{\rho l}\frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{\rho l}\frac{\partial p}{\partial x}; \qquad (1.5.55)$$

в сферической системе

$$v_{\theta_g} = -\frac{1}{rl\rho\sin\theta}\frac{\partial p}{\partial \lambda}, \qquad (1.5.56)$$

$$v_{\lambda_g} = \frac{1}{rl\rho}\frac{\partial p}{\partial \theta};$$

в цилиндрической системе

$$v = -\frac{1}{l\rho r^*}\frac{\partial p}{\partial \vartheta}, \qquad (1.5.57)$$

$$u = \frac{1}{l\rho}\frac{\partial p}{\partial r^*}.$$

Градиентный ветер

При градиентном ветре существует равновесие между силой барического градиента, силой Кориолиса и центробежной силой:

$$\frac{\partial p}{\partial r^*} - 2\omega\sin\theta_\rho c_ц + \rho\frac{c_ц^2}{r^*} = 0. \qquad (1.5.58)$$

Здесь r^* — расстояние от центра циклона, $c_ц$ — скорость градиентного ветра в циклоне.

Решая уравнение (1.5.58), получаем:

$$c_ц = -\omega\sin\theta r^* + \sqrt{(\omega\sin\theta)^2 r^{*2} + \frac{r^*}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r^*}}. \qquad (1.5.59)$$

При $r^* = 0$ имеем $c_ц = 0$. С увеличением r^* скорость градиентного ветра возрастает.

Из сравнения выражений (1.5.59) и (1.5.57) видно, что скорость градиентного ветра в циклоне всегда меньше скорости геострофического ветра, так как центробежная сила и сила барического градиента направлены в разные стороны.

Для антициклона по аналогии с уравнением (1.5.58) получаем

$$\frac{\partial p}{\partial r^*} + 2\omega\sin\theta\rho c_{ац} - \rho\frac{c_{ац}^2}{r^*} = 0, \qquad (1.5.60)$$

откуда

$$c_{ац} = \omega\sin\theta r^* - \sqrt{(\omega\sin\theta)^2 r^{*2} + \frac{r^*}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r^*}}. \qquad (1.5.61)$$

Из сопоставления выражений (1.5.61) и (1.5.57) следует, что скорость градиентного ветра в антициклоне всегда больше скорости геострофического ветра.

Термический ветер

Подставив в уравнение статики (1.5.42) ρ из уравнения состояния и проинтегрировав его, получим барометрическую формулу для реальной атмосферы:

$$p = p_0\exp\left(-\frac{gz}{RT_m}\right), \qquad (1.5.62)$$

где p и p_0 — давление на высоте z и у поверхности Земли, T_m — средняя температура слоя.

Логарифмируя и дифференцируя выражение (1.5.62) по s, где s — любая из переменных (x, y), и деля полученное выражение на l, найдем:

$$\frac{1}{\rho l}\frac{\partial p}{\partial s} = \frac{T}{T_0}\frac{1}{l\rho_0}\frac{\partial p_0}{\partial s} + \frac{gz}{lT_m}\frac{\partial T_m}{\partial s}, \qquad (1.5.63)$$

$$u_g = u_{g0} + \Delta u_T,$$

$$v_g = v_{g0} + \Delta v_T, \qquad (1.5.64)$$

где u_g и v_g — составляющие по осям x и y скорости геострофического ветра на высоте z, который складывается из составляющих скорости геострофического ветра у поверхности Земли и вектора Δc_T (с составляющими Δu_T и Δv_T), называемого термическим ветром.

Термический ветер в северном полушарии направлен так, что низкие температуры остаются слева, а скорость его пропорциональна густоте изотерм средней температуры.

Составляющие термического ветра, как следует из выражения (1.5.63), описываются выражениями

$$\Delta u_T = -\frac{gz}{lT_m}\frac{\partial T_m}{\partial y}, \quad \Delta v_T = \frac{gz}{lT_m}\frac{\partial T_m}{\partial x}. \qquad (1.5.65)$$

1.5.4. Барометрические формулы для политропной атмоферы и для больших высот

Атмосфера, в которой температура линейно понижается с высотой, называется политропной. Этому условию удовлетворяет изменение температуры с высотой в тропосфере, где

$$T = T_0 - \gamma z. \qquad (1.5.66)$$

Эта закономерность используется и при построении «стандартной атмосферы».

Подставляя в уравнение статики (1.5.42) плотность из уравнения состояния и температуру из уравнения (1.5.66) и интегрируя, получаем барометрическую формулу для политропной атмосферы

$$p = p_0\left(\frac{T_0 - \gamma z}{T_0}\right)^{g/R\gamma}. \qquad (1.5.67)$$

Из этой формулы можно получить выражение для высоты в политропной атмосфере:

$$z = \frac{T_0}{\gamma}\left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R\gamma/g}\right].$$

Формула для плотности (ρ) в политропной атмосфере имеет вид

$$\rho = \rho_0\left(\frac{T_0 - \gamma z}{T_0}\right)^{g/R\gamma - 1}. \qquad (1.5.68)$$

Здесь ρ_0, p_0, T_0 — плотность, давление и температура у поверхности соответственно.

При оценке зависимости высоты от давления или изменения давления с высотой для больших высот нужно учитывать зависимость ускорения свободного падения от высоты, описываемую уравнением (1.5.12).

Интегрируя уравнение статики (1.5.42) и считая ускорение свободного падения зависящим от высоты, получаем барометрическую формулу для реальной атмосферы в следующем виде:

$$z_2 - z_1 = -H_0\overline{T}\,(1 + a_1\cos 2\varphi)\,(1 + a_2 z)\ln\frac{p_2}{p_1}. \qquad (1.5.69)$$

Здесь p_1 и p_2 — давление на нижнем (z_1) и верхнем (z_2) уровнях соответственно, $\overline{T}$ — среднее барометрическое значение температуры в данном слое, $H_0 = 273\ R/g$ — высота однородной атмосферы при температуре 0 °C.

Формула (1.5.69) может быть представлена в виде

$$z_2 - z_1 = B\overline{T}\,(1 + a_1\cos 2\varphi)\,(1 + a_2 z_2)\lg\frac{p_1}{p_2},$$

где величина $B = 2{,}3\ H_0 \approx 18\,400$ м называется барометрической постоянной. Формула (1.5.69) известна как формула Лапласа.

1.5.5. Преобразование вертикальных координат

В метеорологии в задачах предвычисления пользуются видоизмененными системами координат, в которых вместо независимой вертикальной координаты z используется давле-

ние p. Такая система координат называется изобарической. В этом случае в качестве зависимой переменной выступает высота изобарической поверхности z_p. Изобарическая система координат может быть прямоугольной (x, y, p, t), цилиндрической (r^*, ϑ, p, t), сферической (p, θ, λ, t) и др.

Одной из разновидностей изобарической системы координат является σ-система.

В некоторых случаях употребляется изэнтропическая система координат. В ней в качестве независимой вертикальной координаты принимается потенциальная температура Θ, а в качестве зависимой переменной выступает высота поверхности $\Theta = \text{const}$ (изэнтропической поверхности) z_Θ.

Уравнения динамики в прямоугольной изобарической системе координат с учетом главных членов имеют следующий вид:

$$\frac{du}{dt} = -g\frac{\partial z_p}{\partial x} + lv + F_x,$$

$$\frac{dv}{dt} = -g\frac{\partial z_p}{\partial y} - lu + F_y,$$

$$T = -\frac{pg}{R}\frac{\partial z_p}{\partial p},$$

$$p = \rho RT,$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \tau}{\partial p} = 0,$$

$$\frac{\mathscr{E}}{c_p} = \frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + \frac{(\gamma - \gamma_a)RT}{pg}\tau,$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial uq}{\partial x} + \frac{\partial vq}{\partial y} + \frac{\partial \tau q}{\partial p} = Q,$$

где

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y} + \tau\frac{\partial}{\partial p},$$

Q — скорость приращения влаги (источник или сток влаги) на единицу массы, q — отношение смеси, $dp/dt = \tau$ — вертикальная скорость в изобарической системе.

σ-система координат является одной из разновидностей изобарической системы координат.

В σ-системе координат (x, y, t, σ) имеем $\sigma = p/p_s'$, где p_s' — переменное давление у поверхности Земли. В этой системе координат вертикальная скорость $\dot\sigma = d\sigma/dt$. Связь между $\tau = dp/dt$ и $\dot\sigma$ определяется выражением

$$\tau = \frac{dp}{dt} = \frac{d\sigma p_{s'}}{dt} = p_{s'}\dot\sigma + \sigma\frac{dp_{s'}}{dt}. \qquad (1.5.70)$$

Уравнения динамики атмосферы (уравнения движения, уравнение статики, уравнения неразрывности, первого начала термодинамики и уравнение сохранения влаги) в этой системе координат имеют следующий вид:

$$\frac{du}{dt} = -g\frac{\partial z_\sigma}{\partial x} + g\frac{\sigma}{p_{s'}}\frac{\partial z_\sigma}{\partial \sigma}\frac{\partial p_{s'}}{\partial x} + lv,$$

$$\frac{dv}{dt} = -g\frac{\partial z_\sigma}{\partial y} + g\frac{\sigma}{p_{s'}}\frac{\partial z_\sigma}{\partial \sigma}\frac{\partial p_{s'}}{\partial y} - lu,$$

$$T = -\frac{g}{R}\sigma\frac{\partial z_\sigma}{\partial \sigma},$$

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{\partial u p_{s'}}{\partial x} + \frac{\partial v p_{s'}}{\partial y} + \frac{\partial \dot\sigma p_{s'}}{\partial \sigma} = 0,$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{c_p\rho}\frac{\theta}{T}\mathscr{E},$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial uq}{\partial x} + \frac{\partial vq}{\partial y} + \frac{\partial \dot\sigma q}{\partial \sigma} = \dot Q,$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y} + \dot\sigma\frac{\partial}{\partial \sigma}, \qquad (1.5.71)$$

где z_σ — линейная высота поверхности $\sigma = \text{const}$, $\mathscr{E}$ — притоки тепла к единице массы в единицу времени, q — отношение смеси, $\dot Q$ — приращения влаги в единицу времени на единицу массы.

В случае если в качестве вертикальной координаты принимается безразмерная координата $\sigma = (p - p_T)/(p_{s'} - p_T)$, где p_T — постоянное давление на уровне тропопаузы, то введя новую зависимую переменную $p_{s'} - p_T = \Pi$ и величину удельного объема $\alpha = 1/\rho$, системы уравнений динамики можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \Pi u}{\partial t} + u\frac{\partial \Pi u}{\partial x} + v\frac{\partial \Pi u}{\partial y} + \frac{\partial \Pi\dot\sigma}{\partial \sigma} =$$

$$= -\Pi g\frac{\partial z_\sigma}{\partial x} + l\Pi v - \sigma\Pi\alpha\frac{\partial \Pi}{\partial x},$$

$$\frac{\partial \Pi v}{\partial t} + u\frac{\partial \Pi v}{\partial x} + v\frac{\partial \Pi v}{\partial y} + \frac{\partial \Pi\dot\sigma}{\partial \sigma} =$$

$$= -\Pi g\frac{\partial z_\sigma}{\partial y} - l\Pi u - \sigma\Pi\alpha\frac{\partial \Pi}{\partial y},$$

$$\frac{\partial g z_\sigma}{\partial \sigma} + \Pi\alpha = 0,$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial \Pi u}{\partial x} + \frac{\partial \Pi v}{\partial y} + \frac{\partial \Pi\dot\sigma}{\partial \sigma} = 0,$$

$$\frac{\partial \Pi c_p T}{\partial t} + \frac{\partial \Pi c_p T u}{\partial x} + \frac{\partial \Pi c_p T v}{\partial y} + \frac{\partial \Pi c_p T\dot\sigma}{\partial \sigma} -$$

$$- \Pi\alpha\left(\sigma\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \sigma u\frac{\partial \Pi}{\partial x} + \sigma v\frac{\partial \Pi}{\partial y} + \Pi\dot\sigma\right) = \Pi\frac{\mathscr{E}}{c_p},$$

$$\frac{\partial \Pi q}{\partial t} + u\frac{\partial \Pi q}{\partial x} + v\frac{\partial \Pi q}{\partial y} + \frac{\partial \Pi q\dot\sigma}{\partial \sigma} = \Pi\dot Q. \qquad (1.5.72)$$

Иногда в качестве вертикальной координаты принимается потенциальная температура Θ:

$$\Theta = T\left(\frac{p}{p_{00}}\right)^{-(\varkappa - 1)/\varkappa}, \qquad (1.5.73)$$

где $p_{00} = 1000$ гПа, $\varkappa = c_p/c_v$.

Уравнение (1.5.73) является формой записи первого начала термодинамики в адиабатическом приближении. Исходя из этого условия получаем

$$d\theta/dt = 0. \qquad (1.5.74)$$

Высоты равных значений потенциальной температуры (высоты изэнтропических поверхностей) обозначим через z_Θ.

В новой системе координат

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial F}{\partial x_\Theta}; \quad \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial F}{\partial y_\Theta},$$

где

$$F = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}RT + gz_\Theta \qquad (1.5.75)$$

есть функция Монтгомери.

Уравнения динамики в изэнтропической системе координат, опуская индекс Θ при x, y, t можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial F}{\partial x} + lv,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial F}{\partial y} - lu. \qquad (1.5.76)$$

Уравнение статики можно выразить через функцию F:

$$T = \frac{\varkappa - 1}{\varkappa R}\Theta\frac{\partial F}{\partial \Theta}. \qquad (1.5.77)$$

Уравнение неразрывности в этой системе координат имеет более сложную структуру:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \left(\frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y}\right)\ln\frac{\partial}{\partial \Theta}\left(\frac{\partial F}{\partial \Theta}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}}.$$

(1.5.78)

1.5.6. Доступная потенциальная энергия

Под доступной (полезной) потенциальной энергией ($\{P\}$) понимается разность энергий между реальным термическим состоянием атмосферы $\{c_p T\}$ и термическим состоянием атмосферы в условиях равновесия $\{c_p \overline{T}_{\text{равн}}\}$. Следовательно,

$$\{c_p T\} - \{c_p \overline{T}_{\text{равн}}\} = \{P\} = \left\{ \frac{1}{2\bar{\gamma}} \frac{T'^2}{\overline{T}^2} \right\}, \qquad (1.5.79)$$

где $\bar{\gamma} = \frac{1}{g\overline{T}}(\gamma_a - \gamma)$ — параметр устойчивости состояния атмосферы, $\gamma = -\partial T/\partial z$ — вертикальный градиент температуры, $\overline{T} = \frac{1}{S}\int\limits_{(S)} T\,dS$; при $p = \text{const}$ $\overline{T}$ есть средняя по площади S' температура на уровне изобарической поверхности:

$$T' = T - \overline{T}, \quad \overline{T^2} = \overline{T}^2 + \overline{T'}^2.$$

При этих условиях изменение доступной потенциальной энергии определяется выражением

$$\frac{\partial}{\partial t}\{P\} = \left\{ \frac{R}{p}\, \overline{\omega' T'} \right\} + \left\{ \frac{1}{c_p \bar{\gamma}}\, \overline{T' \mathscr{E}'} \right\}, \qquad (1.5.80)$$

где $\overline{\omega T} = \overline{\omega T}$ и $\overline{\omega' T'} = \overline{\omega' T'}$, поскольку $\overline{\omega} = 0$. В отличие от изобарической вертикальной скорости $\tau = dp/dz$ здесь используется нормированная на p_{00} вертикальная скорость $\frac{1}{p_{00}}\frac{dp}{dt}$.

Введем обозначения:

$$\left\{ \frac{R}{p}\, \overline{\omega' T'} \right\} = A, \quad \left\{ \frac{1}{c_p \bar{\gamma}}\, \overline{T' \mathscr{E}'} \right\} = G, \qquad (1.5.81)$$

D — диссипация, $\{K_n\}$ — перенос (поток) кинетической энергии, $\{P_n\}$ — поток полезной потенциальной энергии. Тогда уравнение баланса кинетической энергии и полезной потенциальной энергии могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}\{K\} = \{K_n\} + \{A\} - \{D\},$$
$$\frac{\partial \{P\}}{\partial t} = \{P_n\} - \{A\} + \{G\}. \qquad (1.5.82)$$

При достаточно большой площади осреднения $\{K_n\} = \{P_n\} = 0$. В этом случае

$$\frac{\partial}{\partial t}\{K\} = \{A\} - \{D\},$$
$$\frac{\partial \{P\}}{\partial t} = -\{A\} + \{G\}. \qquad (1.5.83)$$

1.5.7. Уравнение баланса

Для определения поля давления по полю ветра и для определения функции тока по полю давления в метеорологии используется диагностическое уравнение баланса.

Дифференцируя первое уравнение системы (1.5.31) по x, второе по y и складывая, без учета вязких членов и членов с вертикальной скоростью получаем:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + u\frac{\partial D}{\partial t} + v\frac{\partial D}{\partial y} + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2\frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 = -g\nabla^2 z_p + l\Omega_z - \beta u, \qquad (1.5.84)$$

где

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

есть двумерный оператор Лапласа.

Положим D $\partial D/\partial t = \partial D/\partial x = \partial D/\partial y = 0$ и введем на основе условия бездивергентности функцию тока ψ, такую что $u = -\partial\psi/\partial y$, $v = \partial\psi/\partial x$. Тогда на основе уравнения (1.5.84) получим

$$g\nabla^2 z_p = l\nabla^2\psi + \beta\frac{\partial\psi}{\partial y} + 2\left[\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x\,\partial y}\right)^2\right]. \qquad (1.5.85)$$

Это уравнение называется уравнением баланса. Как видно из оценки порядка отброшенных членов, это уравнение справедливо не только для бездивергентного уровня, но и для других уровней в атмосфере.

Определяя по полю ветра правую часть уравнения (1.5.85) и решая это уравнение относительно z_p как уравнение Пуассона, можно найти при задании z_p на границе области значения высоты изобарических поверхностей внутри области интегрирования.

Относительно функции тока ψ уравнение (1.5.85) является уравнением типа Монжа—Ампера. Его решение не вызывает затруднений, если выполняется условие эллиптичности

$$g\,\frac{\nabla^2 z_p}{l} > -\frac{l}{2}.$$

1.5.8. Общая циркуляция атмосферы

Под общей циркуляцией атмосферы понимается статистический ансамбль крупномасштабных компонент состояния атмосферы. В свою очередь под крупномасштабными компонентами состояния атмосферы понимаются крупномасштабные пространственные неоднородности глобальных полей метеорологических величин, описывающих состояние атмосферы.

Пространственная неоднородность областей нагревания и охлаждения атмосферы под влиянием радиационных, турбулентных и фазовых притоков тепла формирует неравномерное распределение давления и температуры. Это порождает циркуляционные процессы в атмосфере. Циркуляция атмосферы характеризуется большой суточной, сезонной и годовой изменчивостью. Тем не менее средние характеристики состояния атмосферы в основном остаются постоянными.

Уменьшение температуры от экватора к полюсу, как следует из формул для термического ветра (1.5.65), обусловливает преобладание в атмосфере западного переноса. Такая циркуляция определяется квазигеострофическим балансом среднего меридионального градиента давления и силы Кориолиса. Этот баланс нарушается в нижнем километровом слое из-за приземного трения и в экваториальной зоне, где сила Кориолиса мала и меридиональная и зональная компоненты скорости сопоставимы.

В силу увеличения за счет температурных контрастов скорости ветра с высотой вплоть до тропопаузы, где горизонтальный температурный градиент меняет знак, скорость ветра с высотой обычно возрастает. В результате под тропопаузой в зоне наибольших градиентов температуры в средней тропосфере образуются узкие зоны больших скоростей западного (в северном полушарии) ветра, достигающих нескольких сотен километров в час. Такие зоны получили название струйных течений.

Средняя максимальная скорость западных ветров в зонах струйных течений достигает 200—300 км/ч в зимнем полушарии на высоте порядка 12 км. В летний сезон соответствующего полушария она меньше.

Изменение горизонтального градиента температуры выше тропопаузы в стратосфере приводит к уменьшению с высотой скорости зонального ветра, которая в летний период достигает нуля на высоте порядка 20 км. Выше в летний сезон западный ветер меняется на восточный.

В зимний сезон скорость западного ветра под тропопаузой несколько уменьшается, а затем вновь возрастает, достигая на высотах 50—60 км примерно 250—300 км/ч.

Вследствие неравномерных притоков тепла экваториальные и тропические районы должны были бы непрерывно нагреваться, а умеренные и высокие широты непрерывно охлаждаться. На самом деле этого не происходит. В результате непрерывного межширотного обмена импульсом, теплом и влагой поддерживается средний климатический режим атмосферы. Межширотный обмен лишь в небольшой мере объясняется существованием ячеек меридиональной циркуляции («колесами меридиональной циркуляции»). Главным механизмом такого обмена является макротурбулентный межширотный обмен, осуществляемый за счет вихрей синоптического масштаба — циклонов и антициклонов.

Таким образом, основной особенностью общей циркуляции атмосферы является преобладающий западный перенос, скорость которого с высотой возрастает. Этот перенос нарушается волновыми процессами, некоторые из которых приводят к формированию крупномасштабных вихрей, осуществляющих межширотный обмен теплом, влагой и импульсом.

Различие температурного режима океана и суши, меняющее знак от зимы к лету, обусловливает сезонные особенности циркуляции атмосферы.

В летний период теплый воздух над континентом поднимается, и на нижних уровнях возникают компенсирующие потоки обратного направления. Зимой подъем теплого воздуха осуществляется над океанами. По этой причине летние и зимние муссоны, накладываясь на преобладающий западный перенос, формируют особенности общей циркуляции атмосферы, проявляющиеся особенно сильно вблизи берегов континентов и океанов. В силу неравномерного притока тепла и динамических процессов, помимо горизонтальных циркуляционных ячеек, возникают вертикальные движения.

Посредством механической турбулентности осуществляется преобладающий перенос тепла и момента импульса вниз, а влаги — вверх. За счет конвективной турбулентности тепло и влага переносятся вверх, а момент импульса — вниз. В этом отношении роль конвективной турбулентности особенно ярко выражена в тропиках.

В экваториальном поясе, в высотной зоне конвергенции, восходящие движения влажного воздуха приводят к формированию преобладающих конвективных облаков. Во внетропических широтах конвективные явления выражены слабее, особенно зимой. В связи с этим здесь основной вклад как в меридиональный, так и в вертикальный перенос тепла и влаги вносят крупномасштабные циклонические вихри.

В южном полушарии имеются свои особенности общей циркуляции атмосферы. Прежде всего эти особенности связаны с тем, что южное полушарие преимущественно океаническое. Кроме того, здесь имеется мощный «холодильник» — Антарктида. В результате интенсивность зональной циркуляции в южном полушарии существенно больше, чем в северном. Особенно большие контрасты момента импульса между северным и южным полушариями наблюдаются летом северного полушария. В это время кинетическая энергия атмосферы северного полушария минимальна, а южного — максимальна. Максимум кинетической энергии атмосферы южного полушария в это время примерно в 3,5 раза выше минимума кинетической энергии северного полушария. Зимой северного полушария кинетическая энергия атмосферы южного полушария минимальна, а северного — максимальна. Однако эти величины приблизительно сопоставимы. Указанная особенность есть результат проявления различий в характере подстилающей поверхности обоих полушарий.

Приведенные закономерности дают самое общее представление об основных чертах общей циркуляции атмосферы. Конкретный режим погоды отличается от этой картины и характеризуется своими временными и пространственными закономерностями.

1.6. ПОНЯТИЕ КЛИМАТА, КЛИМАТООБРАЗУЮЩИХ ФАКТОРОВ

Понятие «климат», введенное греческим философом Гиппархом во II веке, до н. э. в переводе буквально означает «наклонение солнечных лучей». Такое понятие отражает существовавшее первоначально представление о том, что климат той или иной широтной зоны определяется наклоном солнечных лучей и зависит только от широты.

На протяжении многовековой истории понятие «климат» неоднократно менялось. Известно несколько десятков определений этого понятия.

В настоящее время под климатом понимаются статистические свойства климатической системы за достаточно длительный период времени — от нескольких лет до нескольких десятилетий.

При этом под климатической системой понимается атмосфера, океан, поверхность суши, криосфера (вода в замерзшем состоянии), биосфера, находящиеся в непрерывном и достаточно сложном взаимодействии. Некоторые исследователи, например А. С. Монин, климатом называют «статистический ансамбль состояний, проходимых системой атмосфера—океан—суша за периоды времени в несколько десятилетий».

Поскольку состояние климатической системы определяется многокомпонентными полями, математически климат представляется как многокомпонентное случайное поле. В связи с тем что полное статистическое описание такого многокомпонентного случайного поля практически неосуществимо, для описания климатической системы ограничиваются изучением первых и вторых моментов, т. е. климатических средних метеорологических, океанологических (для описания климата океана) и др. величин, дисперсий, корреляций переменных, иногда третьих и четвертых моментов.

Климат является понятием глобальным. Проблема его изучения в связи с этим также является проблемой глобальной и многодисциплинарной, требующей объединения усилий специалистов широкого профиля: метеорологов, океанологов, гидрологов, астрономов, геофизиков, математиков, физиков, химиков, биологов и др.

Спектр климатических изменений чрезвычайно многообразен.

В этом спектре выявляются как регулярные составляющие, связанные с годовым ходом, приливными явлениями и др., так и нерегулярные составляющие с периодами от нескольких лет и десятилетий до десятков и сотен тысяч лет.

На фоне медленных изменений климата как регулярного, так и нерегулярного характера имеют место крупные флюктуации климата (засухи, продолжительные дождливые периоды, холодные зимы и др.), называемые климатическими экстремумами.

С увеличением масштабов хозяйственной деятельности в последние несколько десятков лет человек начал воздействовать на компоненты климатической системы и на сам климат. Такое воздействие на климат называется антропогенным.

Антропогенное воздействие ощутимо пока в основном на региональном и локальном уровнях, что находит отражение в количественных характеристиках состояния климатической системы.

Так, температура в районе крупных промышленных центров и в городах на несколько градусов выше, чем в окружающей местности. Отличаются также и другие количественные характеристики климата.

Одной из характеристик черт климата является чередование крупных ледниковых и межледниковых эпох. Мы живем в эпоху развития человеческой цивилизации, которая началась около 15—20 тысяч лет тому назад после последнего оледенения. Эта эпоха получила название голоцена. Однако и внутри этого периода существовали периоды наиболее благоприятного климата (5—8 тысяч лет тому назад, около 1000 лет тому назад) и периоды неблагоприятного климата. Последние получили название малых ледниковых периодов.

Последний средневековый малый ледниковый период существовал в период XIII—XIX веков.

Все факторы, определяющие изменения климата, разделяют на естественные и антропогенные, связанные с деятельностью человека.

Естественные изменения климата определяются тремя группами факторов:

1) *астрономические факторы*, к которым относятся светимость Солнца, положение и движение Земли вокруг Солнца, изменение параметров земной орбиты вследствие гравитационного взаимодействия Земли с Солнцем, Луной и другими планетами солнечной системы;

2) *внешние геофизические факторы*, к которым относятся размеры и масса Земли, скорость ее вращения, гравитационное поле Земли и его аномалии, магнитное поле, внутренние процессы в недрах Земли, приводящие к вулканизму, геотермальные потоки тепла и др.;

3) *внутренние геофизические факторы*, характерные для отдельных компонентов климатической системы и закономерностей взаимодействия между ними. Сюда включается и состав атмосферы, распределение океанов и материков, рельеф поверхности суши и дна океана, масса и свойства океана, состояние растительного покрова суши, циркуляция процессов в атмосфере и океане.

К антропогенным факторам относятся следующие:

1) воздействие хозяйственной деятельности на химический состав атмосферы (поступление углекислого газа и других примесей, обусловливающих парниковый эффект, поступление аэрозоля и др.);

2) воздействие хозяйственной деятельности на подстилающую поверхность, приводящее к изменению ее отражательной и поглощательной способности;

3) локальное воздействие на отдельные компоненты климатической системы (тепловое загрязнение, создание новых водохранилищ и деградация существующих, таких, как Аральское море, вытаптывание растительности в аридных зонах и др.);

4) воздействие на влагооборот в системе атмосфера—океан—поверхность суши (воздействие на облачность, повышение испарения в зонах поливного земледелия, образование искусственной облачности и туманов за счет сжигания органического топлива и др.);

5) ядерные испытания, приводящие как к поступлению аэрозоля в атмосферу, так и к изменению ее химического состава.

Астрономические факторы

Решающее влияние на формирование климата Земли оказывает поток солнечного тепла на верхней границе атмосферы. Эта величина опрометчиво была названа солнечной постоянной. При среднем расстоянии от Земли до Солнца r_0 эта величина S_0 определяется выражением

$$S_0 = \frac{S_\odot}{4\pi r_0^2}, \quad (1.6.1)$$

где $S_\odot$ — мощность излучения (светимость) Солнца, составляющая около $4 \cdot 10^{20}$ мВт.

Солнечная постоянная, как показали последние измерения со спутников, колеблется с максимальной амплитудой не более 0,4 %. Наиболее вероятное ее значение составляет 1356 Вт/м². Эти изменения происходят благодаря процессам на самом Солнце. Наиболее существенные изменения солнечного излучения происходят при длине волн менее 3000 мкм.

Поток солнечного тепла, приходящий в данную точку в данный момент времени зависит от S_0, от расстояния до Солнца r, от склонения солнца δ, широты φ и времени суток (часового угла ψ). Таким образом,

$$S = S_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 (\sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos\psi). \quad (1.6.2)$$

Для того чтобы получить суммарные суточные значения радиации S_c, нужно проинтегрировать уравнение (1.6.2) по времени от момента восхода Солнца до его захода:

$$S_c = \frac{1}{T_\odot} \int_{-t_0}^{t_0} S\, dt. \quad (1.6.3)$$

Тогда

$$S_c = \frac{S_0}{\Pi} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 (\psi_0 \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \sin\psi_0), \quad (1.6.4)$$

где ψ_0 — часовой угол Солнца в момент его захода:

$$\psi_0 = \frac{2\pi t_0}{T_\odot} ar\cos(-\mathrm{tg}\,\varphi\, \mathrm{tg}\,\delta)$$

(в полярные дни с незаходящим Солнцем $\psi_0 = 0$); $T_\odot$ — длина солнечных суток, равная 86 400 с; Π — долгота точки перигелия.

Легко видеть, что для солярного климата характерна большая изменчивость.

За длительные промежутки времени благодаря гравитационному взаимодействию планет солнечной системы меняется эксцентреситет (эллиптичность) земной орбиты e, а следовательно, и расстояние r. Меняется угол наклона экватора к эклиптике ε, который связан со склонением δ. Имеет место прецессия орбиты, связанная с эксцентриситетом (соотношением $e \sin\Pi$). Эти изменения определяются суммой гармоник вида

$$\varepsilon = h^* + \sum_i^n A_i \cos(a_i t + b_i),$$

$$l \sin\Pi = \sum_{i=1}^n C_i \sin(C_i t + d_i), \quad (1.6.5)$$

$$l = F_0 + \sum_{i=1}^n F_i \cos(f_i t + g_i).$$

В ряде для ε главные гармоники имеют периоды 52,5; 40,9; 39,5; 29,5; 28,6 тысяч лет. Главный период здесь — около 41 тысячи лет. В ряде для прецессии ($e \sin\Pi$) также имеется несколько гармоник. Главными являются гармоники с периодами 23 и 19 тысяч лет. В ряде для e наибольший вклад дает период около 100 тысяч лет. Имеются более слабые периоды и в более короткомасштабных изменениях.

Все это в совокупности определяет существенные и длительные колебания климата.

Параметр e меняется от 0,0007 до 0,0658 (сейчас он составляет 0,016751), параметр ε — от 22,068 до 24,568° (в настоящее время составляет 23,30°). Параметр $e \sin\Pi$ меняется от —0,07 до 0,03 (в настоящее время составляет 0,016454).

Внешние геофизические факторы

Из внешних геофизических факторов на климат наиболее существенное влияние оказывает вулканизм. В период извержения вулканов в атмосферу выбрасывается огромное количество аэрозолей, которые оказывают влияние на перенос как приходящей коротковолновой радиации, так и длинноволновой радиации.

Следующим фактором, который, безусловно, может оказывать влияние на изменение климата, является изменение угловой скорости вращения Земли. У специалистов сейчас нет единой точки зрения на причины изменения угловой скорости вращения Земли. Некоторые из них считают, что она заключается в изменении интенсивности атмосферной циркуляции.

Источники геотермального тепла оказывают небольшое влияние на климат и могут приниматься в расчет только при оценке локальных изменений климата.

Новым и пока не изученным вопросом является влияние на климат неправильности формы Земли, ее собственного гравитационного поля, процессов в мантии Земли, ее взаимодействия с внутренним субъядром и др.

Внутренние геофизические факторы

К внутренним геофизическим факторам, формирующим изменения климата, прежде всего нужно отнести химический состав атмосферы, который обусловливает трансформацию солнечного излучения, приходящегося на Землю, и длинноволнового (теплового) уходящего излучения.

Среди главных климатообразующих факторов прежде всего следует выделить наличие в атмосфере водяного пара и углекислого газа, которое обусловливает формирование парникового эффекта. При отсутствии водяного пара температура на нашей Земле была бы почти на 25 °C ниже, а при отсутствии углекислого газа — на 6 °C. Таким образом, этим двум газам принадлежит решающая роль в формировании климата Земли. Большое значение имеет озон, поглощающий практически все жесткое ультрафиолетовое излучение и формирующий по сути дела климатический режим в стратосфере, особенно в весенний и летний периоды.

Важную роль в формировании климата играет общая циркуляция атмосферы.

Под воздействием всего комплекса климатообразующих факторов, включая взаимодействие атмосферы с океаном, со льдом, осуществляется перераспределение воздушных масс, в результате чего формируется глобальный и региональный климаты.

Исключительно важная роль при формировании климата принадлежит Мировому океану и процессам на поверхности суши.

Несмотря на то, что климатология является одной из древнейших наук, до примерно 70-х годов она относилась к разряду описательных. В настоящее время климатология переживает бурное развитие, связанное в первую очередь с проникновением в нее физико-математических, физико-химических, физико-биологических методов анализа и методов моделирования возможных изменений климата под совокупным воздействием естественных и антропогенных факторов.

1.7. СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ОДНОМЕРНОЙ ВЕЛИЧИНЫ

Полное представление о распределении экспериментальных значений измеренных метеорологических величин дает гистограмма. Для вычисления гистограммы область значений величин разбивают на интервалы и вычисляют частоту попадания в эти интервалы (частота определяется как отношение числа попаданий m в интервал к числу всех измерений n). Разделив эти частоты на длины интервалов, получают относительные плотности экспериментальных точек, что и является гистограммой.

Плотностью (или плотностью вероятности) f случайной величины X называется предел отношения вероятности P попадания ее значения в бесконечно малый интервал $[x, x+\Delta x]$ к длине этого интервала Δx при стягивании его в точку x:

$$f(x) = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{(p\,(x \leqslant X < x + \Delta x)}{\Delta x}. \quad (1.7.1)$$

Кривая, изображающая плотность, обычно называется кривой распределения. Она представляет собой теоретический аналог гистограммы.

Функцией распределения случайной величины x называется вероятность неравенства $X<x$, рассматриваемая как функция параметра x:

$$F(x)=P(X<x). \qquad (1.7.2)$$

Плотность случайной величины есть производная функции распределения:

$$f(x)=F'(x). \qquad (1.7.3)$$

Самой простой и полезной характеристикой распределения является среднее

$$\bar{x}=\int_{-\infty}^{\infty} xf(x)\,dx \qquad (1.7.4)$$

или выборочное среднее из совокупности x_i объемом n

$$\bar{x}=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i. \qquad (1.7.5)$$

Далее выражения для определения характеристик распределения для случая выборок давать не будем в силу их очевидности.

Дисперсия D и среднее квадратическое отклонение σ определяются выражением

$$D=\sigma^2=\int_{-\infty}^{\infty} (x-\bar{x})^2 f(x)\,dx \qquad (1.7.6)$$

и характеризуют рассеяние исходных величин.

Введем определение r-го центрального момента распределения:

$$\mu_r=\int_{-\infty}^{\infty} (x-\bar{x})^r f(x)\,dx. \qquad (1.7.7)$$

Тогда дисперсия равна μ_2, коэффициент асимметрии $A_x = \mu_3/\sigma^3$, коэффициент эксцесса $E_x=\mu_4/\sigma^4$. Отношение $\sigma/\bar{x}$ называется коэффициентом вариации. Значение, при котором плотность вероятности имеет локальный максимум, называется модой. Квантилем порядка p является такое значение x_p случайной величины x, для которого

$$P(x<x_p)=F(x_p)=P. \qquad (1.7.8)$$

Медиана распределения представляет собой $x_{0,5}$. Квантили $x_{0,25}$, $x_{0,51}$, $x_{0,75}$, децили $x_{0,1}$, $x_{0,2}$, ..., $x_{0,9}$ и процентили $x_{0,01}$, $x_{0,02}$, ..., $x_{0,09}$ делят область изменения x соответственно на 4, 10 и 100 интервалов, попадания в которые имеют равные вероятности. Полезными характеристиками рассеяния являются интерквартильная широта $x_{0,75}-x_{0,25}$ и 10—90-процентильная широта.

Эмпирическое распределение характеризуют максимальное и минимальное значения в выборке и разность между ними, называемая размахом.

В метеорологии находят применение следующие законы распределения.

1. Экспоненциальное (показательное) распределение с функцией распределения

$$F(x)=1-\exp(-x/b) \qquad (1.7.9)$$

и плотностью распределения

$$f(x)=1/b\exp(-x/b), \qquad (1.7.10)$$

где b равно математическому ожиданию и стандартному отклонению,

$$x_{0,5}=b\lg 2,\quad A_s=2,\quad E_x=9. \qquad (1.7.11)$$

2. Нормальное (гауссово) распределение с плотностью распределения

$$f(x)=\frac{1}{\sigma(2\pi)^{1/2}}\exp\left[\frac{-(x-\bar{x})^2}{2\sigma}\right], \qquad (1.7.12)$$

где $\bar{x}$ и σ — среднее и стандартное отклонение соответственно, $A_s=0$, $E_x=3$, $x_{0,5}=\bar{x}$.

3. Логарифмически нормальное распределение с плотностью распределения

$$f(x)=\frac{1}{x\sigma(2\pi)^{1/2}}\exp\left\{\frac{-[\lg(x/m)]^2}{2\sigma^2}\right\} \qquad (1.7.13)$$

при $x>0$ и 0 при $x\leqslant 0$. Если ввести $\omega=\exp(\sigma^2)$, то $\bar{x}=m\omega^{1/2}$, $D=m^2\omega(\omega-1)$, $x_{0,5}=m$, $A_s=(\omega+2)(\omega-1)^{1/2}$, $E_x=\omega^4+2\omega^3+3\omega^2-3$.

4. Гамма-распределение с плотностью распределения

$$f(x)=\begin{cases}(x/b)^{c-1}[\exp(-x/b)]/b\Gamma(c) & \text{при } x>0,\\ 0 & \text{при } x\leqslant 0,\end{cases} \qquad (1.7.14)$$

где $\Gamma(c)$ — гамма-функция от параметра c, $\bar{x}=bc$, $D=b^2c$, $A_s=2c^{-1/2}$, $E_x=3+6/c$.

5. Распределение Вейбулла характеризуется функцией распределения

$$F(x)=1-\exp[-(x/b)^c] \qquad (1.7.15)$$

и плотностью распределения

$$f(x)=\begin{cases}(cx^{c-1}/b^c)\exp[-(x/b)^c] & \text{при } x>0,\\ 0 & \text{при } x\leqslant 0;\end{cases} \qquad (1.7.16)$$

$$\bar{x}=b\Gamma[(c+1)/c],$$

$$D=b^2[\Gamma(c+2)/c]-\{\Gamma[(c+1)]/c\}^2)\cdot$$

При $c=1$ получаем экспоненциальное распределение, при $c=2$ — распределение Рэлея.

6. Распределение Рэлея с плотностью распределения

$$f(x)=x/c^2\exp(-x^2/2c^2) \qquad (1.7.17)$$

при $x\geqslant 0$ и 0 при $x<0$; $\bar{x}=(\pi/2)^{1/2}$, $D=(2-\pi/2)c^2$.

Обобщенный закон Рэлея имеет плотность распределения

$$f(x)=x/c^2\exp-[(x^2+m^2)/2c^2]\,I_0(mx/c^2) \qquad (1.7.18)$$

при $x\geqslant 0$ и 0 при $x<0$. Здесь $I_0(z)$ — функция Бесселя второго рода нулевого порядка.

Более подробные сведения по этим и другим распределениям даны в [10, 14].

Для случайных величин x и y показателем меры линейной зависимости является ковариация:

$$R_{xy}=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{\infty}^{\infty}(x-\bar{x})(y-\bar{y})f(x,y)\,dx\,dy, \qquad (1.7.19)$$

где $f(x, y)$ — совместная плотность вероятности величин x и y. Безразмерная величина

$$r_{xy}=\frac{R_{xy}}{\sqrt{D_xD_y}}, \qquad (1.7.20)$$

изменяющаяся от —1 до 1, называется коэффициентом корреляции.

Для случайных величин, изменяющихся во времени или в пространстве, т. е. случайных функций $x(t)$, ковариацию и корреляцию величин $x(t)$ и $x(t+\tau)$ обозначают $R(\tau)$ и $r(\tau)$ и называют их автоковариацией и автокорреляцией. Спектр, определяемый выражением

$$S(\omega)=\frac{2}{\pi}\int_{0}^{\infty}R(\tau)\cos(\omega\tau)\,d\tau, \qquad (1.7.21)$$

где ω — частота, показывает распределение изменчивости величин для колебаний с различными периодами. Ковариация связана со спектральным представлением соотношением

$$R(\tau)=\int_{0}^{\infty}S(\omega)\cos(\omega\tau)\,d\omega. \qquad (1.7.22)$$

Заметим, что

$$R(0)=D=\int_{-\infty}^{\infty}S(\omega)\,d\omega. \qquad (1.7.23)$$

Выбросом случайной функции за уровень x_0 будем на зывать промежуток времени, в течение которого выполняетс неравенство $x(t)>x_0$. Для выбросов можно определить фун цию распределения длительностей выбросов за данный ур вень, среднее число выбросов, среднюю продолжительност выбросов, соответствующие дисперсии.

Статистические модели случайных функций описан в [2, 3]. Здесь напомним лишь модель авторегрессии первої порядка. Для дискретного представления x_t, где $t=0$, 1, ..., из чисто случайного процесса z_t с нулевым средним единичной дисперсией процесс авторегрессии записывает в виде

$$(x_t-\bar{x})=r(1)(x_{t-1}-\bar{x})+z_t.$$

Автокорреляционная функция смоделированного ряда имеет простой вид:

$$r(\tau) = e^{-\tau/T_0} \quad \text{при} \quad \tau \geqslant 0. \qquad (1.7.24)$$

Упомянутые методы статистического описания полностью применимы к величинам метрической шкалы. В метеорологии имеются измерения неметрической шкалы, к которой относятся номинальная и порядковая шкала. Номинальная шкала является шкалой наименований или шкалой классификации наблюдений по взаимно исключающим одна другую категориям одинакового типа (например, формы облачности, типы погоды). Порядковая шкала (или шкала рангов) предполагает квантификацию, т. е. количественную оценку какого-либо качества, например дальность метеорологической видимости в шкале баллов. Для данных неметрической шкалы можно подсчитывать повторяемости значений или условные повторяемости.

1.8. СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МНОГОМЕРНЫХ ВЕЛИЧИН

Метеорологическая величина является функцией

$$x = x(\varphi, \lambda, z, t), \qquad (1.8.1)$$

где φ — широта, λ — долгота, z — высота, t — время. Значения метеорологической величины в фиксированной точке пространства могут быть описаны как одномерные случайные функции с аргументом t. В результате мы можем получить поля средних, дисперсий и других одноточечных моментов распределения.

Для данных в двух точках пространства можно вычислять коэффициент корреляции. Если зафиксировать в пространстве одну точку (полюс корреляции) и рассчитать корреляции данных в этой точке с рядами величин в остальных точках пространства, то получим поле корреляций. Такое статистическое описание остается еще слишком громоздким. Корреляционная функция метеорологических величин зависит от восьми переменных

$$r_{xy}(\varphi_0, \lambda_0, z_0, t_0, \varphi, \lambda, z, t), \qquad (1.8.2)$$

где x и y — обозначения метеорологических параметров (в случае автокорреляции — r_{xx}), а остальные переменные — пространственные и временные координаты.

Столь детальное представление корреляционной структуры метеорологических величин непригодно для большинства практических целей. Поэтому изучается возможность обобщения корреляционных связей на основе привлечения модели стационарного во времени случайного процесса. Тогда формула (1.8.2) принимает вид

$$r_{xx}(\varphi_0, \lambda_0, z_0, \varphi, \lambda, z, \tau), \qquad (1.8.3)$$

где $\tau = t - t_0$.

Модель пространственной однородности и изотропности поля позволяет преобразовать формулу (1.8.3) к виду

$$r_{xx}(\rho, \tau), \qquad (1.8.4)$$

где ρ — расстояние между точками с координатами (φ_0, λ_0, z_0) и (φ, λ, z).

Однако модель пространственной однородности оказывается приемлемой только для горизонтальных координат, и тогда

$$r_{xx}(\rho, \alpha, z_0, z, \tau), \qquad (1.8.5)$$

где ρ — расстояние между (φ_0, λ_0) и точкой проекции (φ, λ) на поверхность уровня z_0; α — азимут вектора, соединяющего эти точки.

Такой вариант представления корреляционных связей все еще представляет собой функцию пяти переменных. Для упрощения можно представить корреляционную функцию в виде сомножителей, каждый из которых зависит от всей группы переменных:

$$r_{xx} = r_{xx}(\rho, \alpha)\, r_{xx}(z_0, z)\, R_{xx}(\tau), \qquad (1.8.6)$$

или далее

$$r_{xx} = r_{xx}(\Delta\varphi)\, r_{xx}(\Delta\lambda)\, r_{xx}(z_0, z)\, r_{xx}(\tau), \qquad (1.8.7)$$

где

$$\Delta\varphi = |\varphi_0 - \varphi| \quad \text{и} \quad \Delta\lambda = |\lambda_0 - \lambda|.$$

Такое раздельное изучение корреляций в зависимости от изменений одной из пространственно-временных координат осуществить намного проще, но в конце концов необходимо проверять соответствие моделей (1.8.6) или (1.8.7) расчетом вида (1.8.2).

Данные о связях вида (1.8.2) обычно содержатся в справочниках.

При построении моделей корреляционных связей необходимо определять области изменений пространственно-временных координат, внутри которых применимы те или иные обобщения. Для научного или первичного анализа сведения о корреляционных связях в соответствии с выбранной моделью отображают графически. При численных расчетах необходимо табличное или аналитическое задание модели.

При подборе аналитической зависимости для аппроксимации эмпирических значений корреляционной связи используются самые разнообразные выражения. При этом подобранная зависимость должна описывать основные особенности дискретно представленной зависимости и обеспечивать лучшее приближение по среднеквадратическому разбросу точек относительно аналитической аппроксимации. Необходимо также, чтобы выбранной корреляционной функции соответствовал положительно определенный спектр.

Кроме того, выбранной корреляционной функции должен соответствовать спектр, отвечающий эмпирическим данным о спектре данной метеорологической величины.

Поскольку различные метеорологические величины связаны динамическими соотношениями (например, геопотенциал или температура со скоростью ветра), то на корреляционные функции налагаются дополнительные требования (например, дифференцируемость).

Выбор аналитической модели корреляционной связи и определение параметров этой аналитической зависимости должны сопровождаться определением границ применимости данного вида модели и конкретных значений параметров. Вертикальные корреляционные связи удается обобщить в пределах некоторого физико-географического района и представить в виде таблицы

$$r_{xx}(z_k, z_i), \qquad (1.8.8)$$

где z_k, z_i — дискретное множество значений высоты.

Модели, построенные представлением в виде сомножителей, зависящих отдельно от пространственных и временных переменных, часто оказываются приемлемыми, но на самом деле даже поле в пространстве, составленном из горизонтальных и временных координат, имеет анизотропную корреляционную структуру, заключающуюся в смещении центра максимума корреляции при изменении τ. Такую же особенность имеет корреляция величин на разных уровнях.

Предложен следующий прием преобразования переменных, благодаря которому в новых координатах аналитическая модель становится простой.

Так, вводится преобразование

$$r(x, y, \tau) = r(d), \qquad (1.8.9)$$

где

$$d = \left[\frac{(x - c\tau)^2 + y^2}{\rho_0^2} + \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad (1.8.10)$$

x, y — координаты второй точки в декартовой системе координат с нулем в первой точке и осью x, направленной вдоль вектора перемещения центра максимума корреляции; при этом нуль системы координат помещается в точку наблюдений за более ранние сроки. Масштабы пространственной и временной корреляции задаются параметрами ρ_0 и τ_0; c — скорость этого смещения.

Суть этого преобразования ясна из приведенных соотношений; уточнения по введению системы горизонтальных координат необходимы лишь для удобства понимания преобразования, и преобразования легко обобщаются на общепринятые системы координат.

Более подробные сведения о статистическом описании многомерных полей, включая такие методы многомерного анализа, как разложение по естественным ортогональным функциям, метод классификации и др., можно найти в [2]. Для некоторых приближений создаются вероятностные модели совместных временных рядов двух метеорологических величин, например температуры воздуха и скорости ветра [9].

1.9. ГОДОВОЙ И СУТОЧНЫЙ ПЕРИОДЫ

Годовой ход проявляется во временных рядах практически всех метеорологических величин. Климатический годовой ход можно считать периодическим процессом, на фоне

которого осуществляются синоптические процессы. Вклад климатического годового хода в общую дисперсию метеорологических величин сравним с вкладом колебаний синоптических процессов. Для приземной температуры воздуха в зоне 35—85° с. ш. основная доля общей дисперсии температуры объясняется географическим распределением климатических средних и годовым ходом (85 %). При этом около 35 % общей дисперсии объясняется географическим распределением климатических средних и 50 % — годовым ходом.

Суточный ход также является периодическим процессом с известным периодом, поэтому для его анализа используются те же методы, что и для анализа годового хода. Однако небольшое число наблюдений в течение суток, проводимое с помощью стандартных систем наблюдений, затрудняет математический анализ суточного хода. В климатологии для исключения суточного хода выполняют анализ данных за отдельные сроки наблюдения или переходят к средним за сутки значениям.

Традиционно климатический годовой ход представляют сведениями о многолетних климатических условиях для всех месяцев года. В этом случае годовой ход графически изображается ступенчатой линией.

Ниже будут приведены оценки точности представления годового хода тригонометрическим рядом Фурье. Оценим точность определения коэффициентов ряда Фурье по среднемесячным, среднедекадным данным; покажем ошибки в представлении средних для отдельных дней месяца при использовании в качестве их оценки значения, среднего за месяц.

Представление годового хода тригонометрическим рядом Фурье в настоящее время актуально в связи с возможностью быстрого выполнения расчетов с помощью ЭВМ и микрокалькуляторов. Климатические данные за отдельные дни года могут использоваться при долгосрочном планировании.

Представление тригонометрическим рядом Фурье. Рассмотрим модель $x_t = f(t)+U_t$, $t = 1, \ldots, T, T+1, \ldots, 2T, \ldots, kT$, где U_t — случайный шум, причем $\overline{U}_t = 0$, $\overline{U_t^2} = \sigma^2$, а $f(t)$ — периодическая функция с периодом T, т. е. $f(t) = f(t+T)$.

Можно рассматривать U_t как шум синоптических, долгосрочных и других процессов, а $f(t)$ как годовой ход.

Для $f(t)$ при T нечетном возможно представление

$$f(t) = \alpha_0 + \sum_{j=1}^{(T-1)/2} \left(\alpha_j \cos \frac{2\pi j}{T} t + \beta_j \sin \frac{2\pi j}{T} t\right); \qquad (1.9.1)$$

при T четном — представление

$$f(t) = \alpha_0 + \sum_{j=1}^{T/2-1} \left(\alpha_j \cos \frac{2\pi j}{T} t + \beta_j \sin \frac{2\pi j}{T} t\right) + \alpha_{T/2} (-1)^t. \qquad (1.9.2)$$

Каждую пару слагаемых косинуса и синуса одной частоты можно представить косинусоидой, как правило, сдвинутой. В связи с этим можно переписать выражения (1.9.1) и (1.9.2) соответственно в виде

$$f(t) = \alpha_0 + \sum_{j=1}^{(T-1)/2} \rho_j \cos\left(\frac{2\pi j}{T} t - \theta_j\right), \qquad (1.9.3)$$

$$f(t) = \alpha_0 + \sum_{j=1}^{T/2-1} \rho_j \cos\left(\frac{2\pi j}{T} t - \theta_j\right) + \alpha_{T/2} (-1)^t. \qquad (1.9.4)$$

где

$$\rho_j = \sqrt{\alpha_j^2 + \beta_j^2}, \quad \theta_j = \operatorname{arctg} \frac{\beta_j}{\alpha_j}. \qquad (1.9.5)$$

Параметры α_0, $\alpha_{T/2}$, α_j, β_j оцениваются по формулам (оценки будем обозначать a_0, $a_{T/2}$, a_j, b_j)

$$a_0 = \frac{1}{kT} \sum_{t=1}^{kT} x_t = x, \qquad (1.9.6)$$

$$a_j = \frac{2}{kT} \sum_{t=1}^{kT} x_t \cos \frac{2\pi j}{T} t, \qquad (1.9.7)$$

$$b_j = \frac{2}{kT} \sum_{t=1}^{kT} x_t \sin \frac{2\pi j}{T} t \qquad (1.9.8)$$

и в случае четного T

$$a_{T/2} = \frac{1}{kT} \sum_{t=1}^{kT} x_t (-1)^t. \qquad (1.9.9)$$

Гармоническая составляющая объясняет дисперсию

$$D_j = (a_j^2 + b_j^2)/2 = R_j^2/2,$$

где R_j — амплитуда.

При уменьшении числа членов ряда Фурье, используемых для приближения $f(t)$, точность аппроксимации уменьшается. Точность приближения при использовании $L+1$ члена ряда $(L < T/2)$ равна

$$\frac{1}{T} \sum_{t=1}^{T} [f(t) - f_L(t)] = \frac{1}{T} \sum_{t=1}^{T} f^2(t) - \left[a_0^2 + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{L} (a_j^2 + b_j^2)\right]. \qquad (1.9.10)$$

Оценка наименьших квадратов для σ^2 задается формулой

$$s^2 = \frac{\sum_{t=1}^{kT} x_t^2 - T x^{-2} - \frac{T}{2} \sum_{j=1}^{(T-1)/2} (a_j^2 + b_j^2)}{(k-1)T}, \qquad (1.9.11)$$

если $f(t)$ представляется соотношением (1.9.1).

Определение коэффициентов ряда Фурье по осредненным данным. Оценивать параметры тригонометрического ряда Фурье по формулам (1.9.6)—(1.9.9) громоздко, и чаще расчеты ведут по многолетним месячным средним. В этом случае первоначальный ряд подвергается операции скользящего осреднения фильтром

$$\hat{x}_t = \sum_{g=t-\tau/2+1}^{t+\tau/2} x_g. \qquad (1.9.12)$$

Если принять, что все месяцы состоят из 30 дней, то $\tau = 30$.

Если после скользящего осреднения фильтром (1.9.12) из ряда $\hat{x}_t$ выбрать ряд значений, относящихся к серединным дням месяца ($t = 15, 45, \ldots$), то получим архив среднемесячных значений x_m: $\hat{x}_t \to x_m$; $m = 1, 2, \ldots, M, M+1, kM$; $M = 12$.

Расчет членов тригонометрического ряда Фурье по сглаженному ряду среднемесячных значений приводит к уменьшению амплитуд гармоник ряда, особенно заметных для высоких частот. Если τ — число членов линейного фильтра сглаживания, то уменьшение амплитуд, вычисленных по ряду x_m, будет определяться множителем

$$\frac{\sin(\pi\tau j/T)}{\tau \sin(\pi j/T)}. \qquad (1.9.13)$$

Поскольку такой фильтр подавляет амплитуды колебаний с периодами, близкими τ и меньшими τ, то дискретизация с интервалом τ уже не вносит дополнительной потери информации. В табл. 1.9.1 показано уменьшение амплитуды гармоник ряда Фурье для представления годового хода в случае расчета ряда по месячным, декадным и трехдекадным средним данным. Из таблицы следует, что лишь первые

Таблица 1.9.1

Уменьшение амплитуды гармоник годового хода при расчете ее по сглаженным по 30, 10 и 3 суткам рядам

Номер гармоники	Период гармоники	Коэффициент подавления гармоники			Ошибка определения амплитуды, %		
		30 сут	10 сут	3 сут	30 сут	10 сут	3 сут
1	366	0,9890	0,9988	0,9999	1,1	0,1	0,0
2	183	0,9564	0,9952	0,9996	4,4	0,5	0,0
3	122	0,9036	0,9891	0,9991	9,6	1,1	0,1
4	91,5	0,8325	0,9807	0,9984	16,8	1,9	0,2
5	73,2	0,7460	0,9699	0,9976	25,4	3,0	0,2
6	61	0,6473	0,9568	0,9964	35,3	4,3	0,4

2—3 гармоники годового хода могут определяться из среднемесячных данных. Для восстановления большего числа гармоник предпочтительнее использовать декадные данные. При этом достаточно иметь лишь многолетние декадные средние.

Ошибки в представлении годового хода ступенчатой линией. В качестве модели годового хода возьмем простую косинусоиду $R\cos(2\pi t/366)$, где R — амплитуда, t — номер дня в году ($t = 1, \ldots, 366$, причем 29 февраля считается 60-м днем. 1 марта — всегда 61-й день). Чаще всего основную долю дисперсии годового хода объясняет первая гармоника, поэтому принятая модель вполне приемлема.

Разность в многолетних средних крайних дней месяца определяется соотношением

$$\delta(t,\ t+30) = R\cos\frac{2\pi t}{366} - R\cos\frac{2\pi(t+30)}{366} =$$

$$= 2R\sin\frac{2\pi(t+15)}{366}\sin\frac{2\pi 15}{366} = 0{,}5093R\sin\frac{2\pi(t+15)}{366}.$$

Таким образом, многолетние средние крайних дней месяца могут два раза в году различаться на половину амплитуды годового хода.

Определим отклонение многолетнего среднемесячного значения от многолетнего среднего значения за отдельный день (t) этого месяца (m):

$$\delta(m,\ t) = R\cos\frac{2\pi t}{366} - \frac{1}{30}\sum_{q=t_0}^{t_0+30} A\cos\frac{2\pi q}{366}. \qquad (1.9.14)$$

После преобразований получаем

$$\delta(m,\ t) = R\left[\cos\frac{2\pi t}{366} - 0{,}9887\cos\frac{2\pi}{366}\ (t_0+15)\right], \qquad (1.9.15)$$

где $t = t_0,\ t_0+1, \ldots, t_0+30$.

Таким образом, отличие климатического среднего за отдельный день от климатического среднего за месяц может составлять $^1/_4$ амплитуды годового хода.

1.10. ТОЧНОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК КЛИМАТА И ИЗМЕНЧИВОСТЬ АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Точность характеристик климата обычно зависит от длины ряда наблюдений, по которому они определены, и от изменчивости климатических элементов во времени и пространстве.

Изменчивость атмосферных параметров (климатических характеристик) в свою очередь порождается, во-первых, естественным ходом погоды и во-вторых, ошибками наблюдений, в том числе и вследствие нарушения однородности условий наблюдений. Пространственная изменчивость зависит от тех же причин, но главным образом от пространственной структуры элементов погоды и влияния на них местных географических условий. Влияние нарушения однородности рядов обычно подавляется осреднением значений метеорологических величин; однородность восстанавливается как во времени, так и в пространстве. Однако не всегда это удается сделать достаточно точно, а иногда нарушения однородности остаются неустановленными.

Чем больше период осреднения значений метеорологической величины, тем меньше изменчивость осредненной характеристики. Так, например, изменчивость средних месячных значений температуры воздуха (среднее квадратическое отклонение) составляет на территории СССР в теплую половину года примерно от 1 до 3 °С, в холодную половину — от 1,5—2,0 до 5 °С, изменчивость же средних за дневное время суток значений температуры составляет в холодное полугодие от 4 до 10 °С, а в теплое — от 3 до 6 °С.

Среднее квадратическое отклонение средней месячной температуры поверхности почвы в теплый период на территории СССР составляет в среднем от 1,5 до 3 °С, зимой — от 2 до 5 °С. В дневное время суток среднее квадратическое отклонение и в теплое, и в холодное полугодие составляет 5—11 °С.

Аналогичное соотношение характерно и для других метеорологических величин: среднее квадратическое отклонение средней месячной скорости ветра составляет зимой от 0,3—0,4 м/с до 2,0 м/с, а летом от 0,2—0,3 м/с до 1,0 м/с, в то время как среднее квадратическое отклонение срочных значений скорости ветра увеличивается до 7 м/с зимой и 5 м/с летом.

Точность расчета климатических характеристик определяется обычно по известным формулам

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n-1}}, \qquad (1.10.1)$$

$$\sigma_{\sigma} = \frac{\sigma}{\sqrt{2(n-1)}}. \qquad (1.10.2)$$

Однако при этом не учитывается связность метеорологических величин во времени и в пространстве.

Временны́е связи сказываются на точности получаемых средних характеристик. Связи ослабевают по мере увеличения интервала времени примерно по типу марковских процессов. Поэтому ошибки характеристик, рассчитываемые по формулам (1.10.1) и (1.10.2), оказываются, как правило, заниженными. С учетом связности формулы ошибок приобретают вид

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}\left(\frac{1+r_1}{1-r_1}\right)^{1/2},$$

$$\sigma_{\sigma} = \frac{\sigma}{\sqrt{2n}}\left(\frac{1+r_1^2}{1-r_1^2}\right)^{1/2},$$

где r_1 — коэффициент внутрирядной корреляции.

Для оценки точности среднего квадратического отклонения асимметричных распределений, например, количества осадков, целесообразно использовать формулу Г. А. Алексеева

$$\sigma_{\sigma} = \sigma\left(\sqrt{1+\sqrt{\frac{2+\frac{3}{2}A_s^2}{n_\sigma}} - 1}\right),$$

где

$$n_\sigma = n\frac{1+r_1^2}{1-r_1^2},\quad A_s -$$

коэффициент асимметрии.

Ошибки климатических характеристик средних месячных значений содержатся в справочнике по климату СССР «Устойчивость и точность климатических характеристик».

Поскольку внутрирядная корреляция месячных значений основных метеорологических величин невелика (коэффициент корреляции 0,2—0,3), стандартный 30-летний период обработки для части территории как СССР, так и других стран обеспечивает заданную точность средних значений температуры и осадков. Однако в зависимости от сезона и района необходимая точность средних, как правило, обеспечивается периодами наблюдений 40—60 лет, а в отдельных районах и 90—100 лет.

Диапазоны значений ошибок климатических характеристик суточного и срочного разрешения указаны в «Научно-прикладном справочнике по климату СССР»; серия 3, части 1—6.

Сверхвековые тренды, характерные для хода некоторых метеорологических величин, прежде всего температуры, не позволяют получить устойчивые средние значения при любом интервале осреднения, но влияние эпохи может быть рассчитано. Более короткие циклические колебания имеют преимущественно квазипериодический характер. При этом, если преобладают многолетние длиннопериодные колебания, устойчивость средних существенно уменьшается; если же преобладают сравнительно короткопериодные колебания, устойчивость норм за периоды, бо́льшие среднего периода колебания, заметно больше, чем в случае несвязных рядов.

Пространственная связность рядов позволяет увеличить относительную точность сравнения данных в пространстве, которая намного выше абсолютной точности средних по временны́м рядам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Братсерт У. Х. Испарение в атмосферу.— Л.: Гидрометеоиздат.— 1985.
2. Груза Г. В., Рейтенбах Р. Г. Статистика и анализ гидрометеорологических данных.— Л.: Гидрометеоиздат, 1982.

3. Казакевич Д. И. Основы теории случайных функций и ее применение в гидрометеорологии.— Л.: Гидрометеоиздат, 1977.
4. Кобышева Н. В., Наровлянский Г. Я. Климатологическая обработка метеорологической информации.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
5. Кондратьев К. Я. Актинометрия.— Л.: Гидрометеоиздат, 1965.
6. Ку-Нан Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.
7. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная.— М.: Наука, 1972.
8. Мазин И. П., Шметер С. М. Облака. Строение и физика образования.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.
9. Марченко А. С., Семочкин А. Г. Вероятностная модель совместных временных рядов температуры воздуха и скорости ветра. Метеорология и гидрология, 1985, № 2, с. 12—18.
10. Пугачев В. С. Теория вероятности и математическая статистика.— М.: Наука, 1979.
11. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности/Под ред. К. Я. Кондратьева.— Л.: Гидрометеоиздат, 1969.
12. Роджерс Р. Р. Краткий курс физики облаков — Л.: Гидрометеоиздат, 1979.
13. Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет — М.: Наука, 1972.
14. Хастингс Н., Пикок Дж. Справочник по статистическим распределениям.— М.: Статистика, 1980.
15. Pruppacher H. R., Klett J. D. Microphysics of clouds and precipitation.— Dordrecht: Reidel, 1978.

ЧАСТЬ II

Нижняя атмосфера

Часть II. НИЖНЯЯ АТМОСФЕРА

Глава 2. Температура, давление, плотность

Глава 3. Ветер

Глава 4. Влажность

Глава 5. Облака

Глава 6. Осадки

Глава 7. Синоптические системы и явления погоды

Глава 8. Радиационный режим

Глава 9. Пограничный слой атмосферы

Глава 10. Турбулентность в атмосфере

Глава 2. ТЕМПЕРАТУРА, ДАВЛЕНИЕ, ПЛОТНОСТЬ

2.1. ВЕРТИКАЛЬНАЯ СТРУКТУРА. СТАНДАРТНАЯ АТМОСФЕРА

Статическое приближение, которое хорошо выполняется при анализе среднего состояния атмосферы, на основе уравнений статики атмосферы и состояния идеального газа связывает в единую функциональную зависимость давление, температуру и плотность. Для вычисления вертикального профиля этих трех величин достаточно задать вертикальное распределение температуры и давление воздуха на уровне моря (или в любой точке по высоте).

На основе такого подхода разработана стандартная атмосфера, которая используется при проектировании и эксплуатации летательных аппаратов и других технических средств, обработке результатов геофизических и метеорологических наблюдений. Введенная Государственным комитетом СССР по стандартам «Атмосфера стандартная. Параметры», ГОСТ 4401-81 [18], соответствует международному стандарту МС ИСО 2533 и стандарту Международной организации гражданской авиации.

Этот стандарт устанавливает значения характеристик атмосферы: температуры, давления, плотности, скорости звука, динамической и кинематической вязкости, теплопроводности, высоты однородной атмосферы, концентрации частиц, средней скорости частиц, частоты соударений, средней длины свободного пробега — для высот от — 2000 до 80 000 м и некоторые из перечисленных параметров до высоты 1 200 000 м.

Стандартное значение давления на уровне моря задано равным 1013,25 гПа, ускорение свободного падения взято для широты 45°32′33″. Вертикальный профиль температуры аппроксимирован кусочно-линейной функцией. В табл. 2.1.1 приведены осредненные по северному полушарию климатические средние за год температуры воздуха, которые хорошо соответствуют климатическим средним за год, осредненным вдоль круга 45° с. ш.

Таблица 2.1.1

Параметры профиля температуры модели стандартной атмосферы

Высота		Температура T K	Градиент температуры γ K/км
геометрическая h м	геопотенциальная H м		
—1999	—2000	301,15	6,5
0	0	288,15	6,5
11019	11000	216,65	0,0
20063	23000	216,65	1,0
32162	32000	228,65	—

Выборочные значения параметров стандартной атмосферы приведены в табл. 2.1.2.

Информативность стандартной атмосферы в представлении климатического поля температуры атмосферы и эффект более детального представления поля демонстрирует некоторые характеристики моделей осреднения температуры свободной атмосферы [22, 59]. Для климатических значений температуры, заданных на сетке северного полушария с шагами $\Delta\varphi = 10°$, $\Delta\lambda = 10°$, $\Delta z = 1$ км, $\Delta t = 1$ мес, выполняется осреднение по перечисленным координатам по всем возможным комбинациям осреднения (табл. 2.1.3). Критериями качества осредненных моделей служат следующие характеристики:

1) среднеквадратическая ошибка $\sigma_{ср.\,кв}$, вносимая в исходное поле метеовеличин за счет осреднения;

Таблица 2.1.2

Температура T (K) и t (°C), давление p и плотность ρ воздуха как функции геометрической h и геопотенциальной H высоты

h м	H м	T K	t °C	p Па	ρ кг/м³
—2 000	—2 001	301,154	28,004	1,27783 5	1,47816 0
—1 000	—1 000	294,651	21,501	1,13931 5	1,34702 0
0	0	288,150	15,000	1,01325 5	1,22500 0
1 000	1 000	281,651	8,501	8,98763 4	1,11166 0
2 000	1 999	275,154	2,004	7,95014 4	1,00655 0
3 000	2 999	268,659	—4,491	7,01212 4	9,09254 —1
4 000	3 997	262,166	—10,984	6,16604 4	8,19347 —1
5 000	4 996	255,676	—17,474	5,40483 4	7,36429 —1
6 000	5 994	249,187	—23,963	4,72176 4	6,60111 —1
7 000	6 992	242,700	—30,450	4,11053 4	5,90018 —1
8 000	7 990	236,215	—36,935	3,56516 4	5,25786 —1
9 000	8 987	229,733	—43,417	3,08007 4	4,67063 —1
10 000	9 984	223,252	—49,898	2,64999 4	4,13510 —1
12 000	11 977	216,650	—56,500	1,93994 4	3,11937 —1
14 000	13 969	216,650	—56,500	1,41703 4	2,27855 —1
16 000	15 960	216,650	—56,500	1,03528 4	1,66470 —1
18 000	17 949	216,650	—56,500	7,56521 3	1,21647 —1
20 000	19 937	216,650	—56,500	5,52929 3	8,89097 —2
22 000	21 924	218,574	—54,576	4,04748 3	6,45096 —2
24 000	23 910	220,560	—52,590	2,97174 3	4,69377 —2
26 000	25 894	222,544	—50,606	2,18837 3	3,42565 —2
28 000	27 877	224,527	—48,623	1,61619 3	2,50762 —2
30 000	29 859	226,509	—46,641	1,19703 3	1,84101 —2
32 000	31 840	228,490	—44,660	8,89060 2	1,35551 —2

Примечание. Здесь и в табл. 2.2.6—2.2.8 цифра, стоящая после значения параметра, является показателем степени десяти сомножителя указанного значения.

Таблица 2.1.3

Характеристики моделей осреднения температуры свободной атмосферы

Модель	Параметр, по которому производится осреднение	$\delta_{ср.\,кв}$ K	$\delta_{отн}$	$\gamma_{\varphi,\lambda,z,t}$
Зонально однородная	λ	2,398	0,050	0,103
Меридионально однородная	φ	8,491	0,177	0,366
Вертикально однородная	z	22,636	0,473	0,975
Среднегодовая	t	5,230	0,109	0,225
Горизонтально однородная	λ, φ	8,646	0,181	0,373
Вертикально зонально однородная	λ, z	22,669	0,473	0,977
Меридионально вертикально однородная	φ, z	22,900	0,478	0,987
Зонально однородная среднегодовая	λ, t	5,474	0,114	0,236
Меридионально однородная среднегодовая	φ, t	9,411	0,197	0,406
Вертикально однородная среднегодовая	z, t	23,087	0,482	0,995
Меридионально вертикально однородная среднегодовая	φ, z, t	23,201	0,485	0,999

Модель	Параметр, по которому производится осреднение	$\delta_{ср.\,кв}$ К	$\delta_{отн}$	$\gamma^{\varphi,\,\lambda,\,z,\,t}$
Зонально вертикально однородная среднегодовая	$\lambda,\ z,\ t$	23,100	0,482	0,995
Горизонтально однородная среднегодовая (аналог стандартной атмосферы)	$\lambda,\ \varphi,\ t$	9,476	0,198	0,408
Пространственно однородная	$\lambda,\ \varphi,\ z$	22,915	0,479	0,987
Пространственно однородная среднегодовая	$\varphi,\ \lambda,\ z,\ t$	23,206	0,485	1,000

ставлены в Государственном стандарте «Атмосферы справочные. Параметры», ГОСТ 24631-81, соответствующем международному стандарту МС ИСО 5878. Модели для широты 15° и летние модели для широт 30 и 45° применимы для соответствующих сезонов в обоих полушариях; остальные модели применимы только для северного полушария.

В табл. 2.2.1—2.2.5 представлены сведения об общих параметрах моделей атмосфер, а в табл. 2.2.6—2.2.8 — значения параметров на вертикальной сетке высот. В табл. 2.2.9, 2.2.10 приведены распределения температуры и плотности, соответствующие высоким и низким значениям 1, 10 и 20 %-ным квантам.

В новом международном проекте справочной атмосферы [80, 81], предназначенной для представления средней атмосферы, в диапазоне высот 0—80 км с шагом 5 км и для широт от 80° ю. ш. до 80° с. ш. с шагом 10° и для всех месяцев года приведены средние широтные многолетние значения температуры давления и плотности.

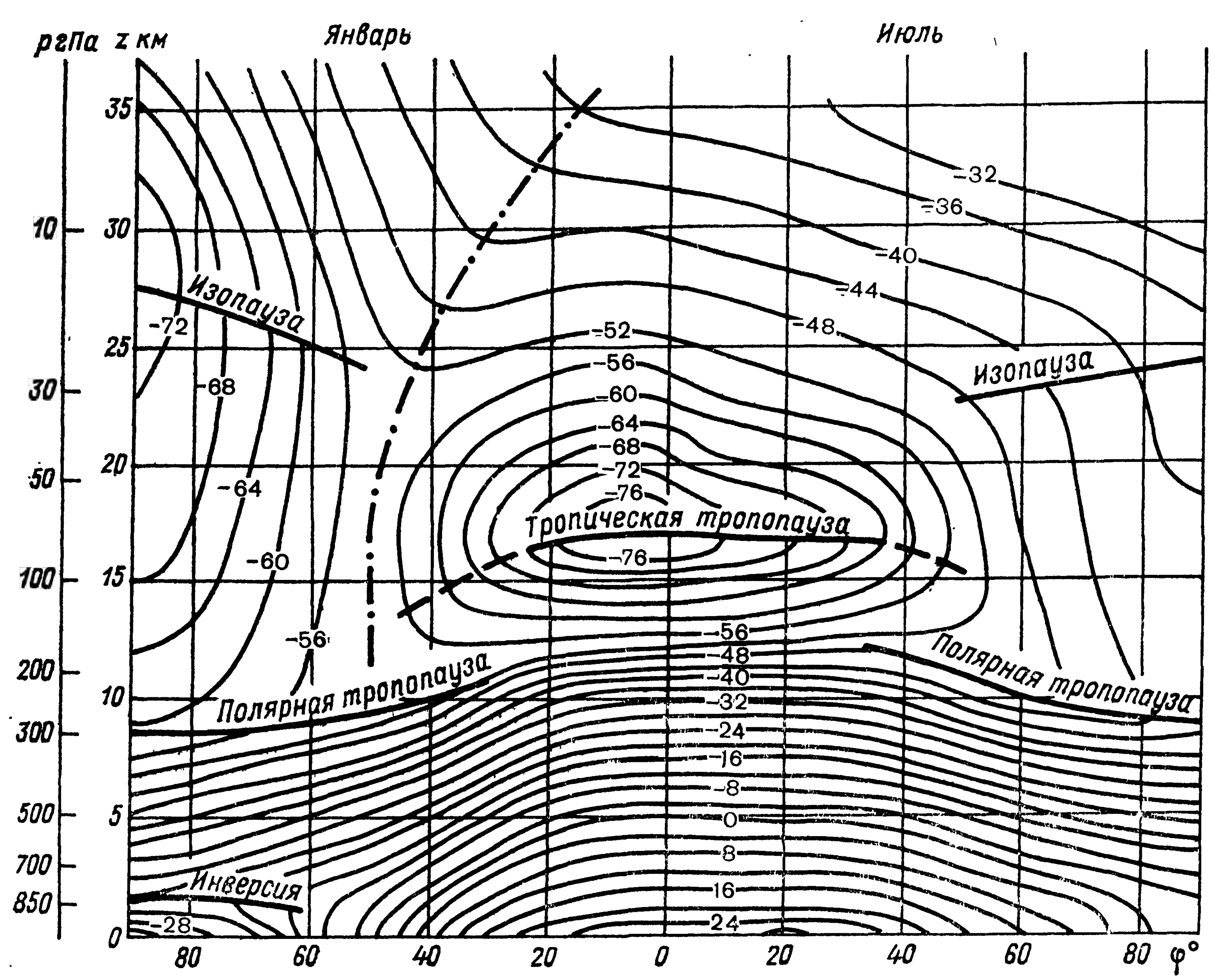


Рис. 2.2.1. Средняя зональная температура воздуха (°С) в северном полушарии в январе и июле.

2) относительная ошибка $\sigma_{отн}$, равная отношению $\sigma_{ср.\,кв}$ к осредненному по всем четырем координатам значению квадрата метеовеличин;

3) показатель изменчивости поля $\gamma^{z,\ \varphi,\ \lambda,\ t}$, равный отношению среднеквадратической ошибки рассматриваемой модели осреднения к среднеквадратической ошибке наиболее грубой из возможных моделей осреднения — модели одновременного осреднения по всем четырем координатам: z, φ, λ и t.

Из характеристик моделей осреднения видно, что самым эффективным является осреднение зонально однородной модели. Оно и используется при создании стандартов справочных атмосфер.

Дополнительные сведения о стандартной атмосфере и истории ее создания приведены в [49, 74].

2.2. ЗОНАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ. СПРАВОЧНАЯ АТМОСФЕРА

Семейство моделей атмосферы, называемых справочными атмосферами, которые описывают вертикальное распределение температуры, давления, плотности для пяти широт, пред-

Общее представление о средней зональной температуре, определяющей особенности справочных атмосфер, дает рис. 2.2.1 [75] и табл. 2.2.11.

Таблица 2.2.1

Пространственные и сезонные параметры моделей справочных атмосфер

Модель	φ °	Период осреднения
Тропическая	15	Год
Субтропическая	30	Июнь—июль, декабрь—январь
Среднеширотная	45	Июнь—июль, декабрь—январь
Субарктическая	60	Июнь—июль, декабрь—январь; холодные и теплые режимы в стратосфере в декабре—январе
Арктическая	80	То же

Различные сведения о зональных характеристиках атмосферы можно найти в [23—26, 29, 39, 40, 42, 47, 50, 52, 85 88—90].

Таблица 2.2.2

Физические параметры моделей справочных атмосфер

φ°	T, K		p Па·10³		g м/с²	Условный радиус Земли, $R_З$, км
	декабрь—январь	июнь—июль	декабрь—январь	июнь—июль		
15	299,650	299,650	101,3250	101,3250	9,78381	6337,838
30	283,150	297,150	102,0500	101,4000	9,79324	6345,653
45	272,650	291,150	101,8000	101,3500	9,80665	6356,766
60	256,150	282,150	101,3000	101,0200	9,81911	6367,103
80	248,950	276,650	101,3800	101,2000	9,83051	6376,562

Таблица 2.2.3

Среднегодовое вертикальное распределение температуры моделей справочных атмосфер на широте 15°

H км	T K	γ K/км	H км	T K	γ K/км
0,00	299,65	—6,0	46,00	272,35	0,0
2,25	286,15	3,2	51,00	272,35	—2,4
2,50	286,95	—6,7	54,00	265,15	—3,0
16,50	193,15	4,0	60,00	247,15	—3,5
22,00	215,15	2,0	66,00	226,16	—3,0
30,00	231,15	2,8	73,00	205,15	—1,0
40,00	259,15	2,2	80,00	198,15	

Таблица 2.2.4

Вертикальное распределение температуры моделей справочных атмосфер на широтах 30, 45, 60 и 80°

φ°	Декабрь—январь			Июнь—июль		
	H км	T K	γ K/км	H км	T K	γ K/км
30	0,00	283,15	—1,5	0,00	297,15	—4,5
	2,00	280,15	—6,4	2,00	288,15	—6,0
	12,00	216,15	—2,0	8,00	252,15	—7,0
	16,50	207,15	0,0	14,50	206,65	0,0
	18,00	207,15	2,0	17,00	206,65	2,6
	24,00	219,15	1,8	22,00	219,65	1,5
	34,00	237,15		29,00	230,15	2,4
				47,00	273,35	
45	0,00	272,62	—4,0	0,00	291,15	—4,5
	3,00	260,65	—6,0	2,00	282,15	—6,0
	10,00	218,65	—0,4	13,00	216,15	—0,0
	18,00	215,45	0,0	17,00	216,15	1,2
	28,00	215,45	2,3	25,00	225,75	2,0
	35,00	231,55		30,00	235,75	2,4
				47,00	276,55	
60	0,00	256,15	2,0	0,00	282,15	—4,2
	1,00	258,15	—4,0	5,00	261,15	—7,0
	3,00	250,15	—5,5	10,00	226,15	0,0
	9,00	217,15	0,0	23,00	226,15	1,5
	15,00	217,15	—0,5	32,00	239,65	1,5
	25,00	212,15	0,7			
	35,00	219,15				
80	0,00	248,95	4,10	0,00	267,65	—4,10
	1,00	253,05	—2,80	4,00	260,25	—6,40
	3,00	247,45	—6,50	9,00	228,25	0,50
	8,00	214,95	—1,05	15,00	231,25	0,25
	20,00	202,35	0,00	23,00	233,25	1,25
	22,50	202,35	2,00	32,00	244,50	
	32,50	222,35				

Таблица 2.2.5

Вертикальное распределение температуры моделей на широтах 60 и 80° при теплых и холодных стратосферных режимах в декабре—январе

φ°	Теплая стратосфера			Холодная стратосфера		
	H км	T K	γ K/км	H км	T K	γ K/км
60	0,00	256,15	2,0	0,00	256,15	2,0
	1,00	258,15	—4,0	1,00	258,15	—4,0
	3,00	250,15	—5,5	3,00	250,15	—5,5
	9,00	217,15	0,0	9,00	217,15	1,0
60	15,00	217,15	—1,0	15,00	223,15	0,0
	19,00	213,15	0,0	20,00	223,15	—0,5
	24,00	213,15	4,0	34,00	216,15	
	36,00	261,15				
80	0,0	248,95	4,10	0,0	248,95	4,10
	1,00	253,05	—2,80	1,00	253,05	—2,80
	3,00	247,45	—6,50	3,00	247,45	—6,50
	8,00	214,95	—1,15	8,00	214,95	—0,10
	20,00	201,15	0,00	20,00	213,75	0,70
	24,00	201,15	1,80	45,50	231,60	
	28,00	208,35	8,00			
	30,00	224,35	4,40			
	40,00	268,35				

Таблица 2.2.6

Средние значения параметров атмосферы

h м	H м	T K	p Па	ρ кг/м³
		Средние за год, φ=15°		
0	0	219,650	1,013250 5	1,177987 0
1 000	998	293,665	9,032159 4	1,071548
2 000	1 995	287,682	8,033849	9,728581 —1
3 000	2 992	283,656	7,132021	8,759075
4 000	3 988	276,979	6,316301	7,944263
5 000	4 984	270,304	5,577544	7,188330
6 000	5 980	263,632	4,910097	6,488298
7 000	6 976	256,961	4,308599	5,841269
8 000	7 971	250,292	3,767974	5,244434
9 000	8 966	243,626	3,283418	4,695060
10 000	9 961	236,961	2,850398	4,190503
12 000	11 949	223,639	2,122104	3,305654
14 000	13 937	210,325	1,551827	2,570343
16 000	15 923	197,019	1,112046	1,966313
18 000	17 907	198,779	7,864157 3	1,378226
20 000	19 891	206,713	5,629715	9,487626 —2
22 000	21 873	214,641	4,082017	6,625209
24 000	23 854	218,858	2,987766	4,755795
26 000	25 833	222,817	2,199570	3,438964
28 000	27 812	226,774	1,628370	2,501488
30 000	29 789	230,728	1,212014	1,829974
32 000	31 765	236,092	9,075227 2	1,339103

Декабрь—январь, φ=30°

h м	м	T К	p Па		ρ кг/м³	
0	0	283,150	1,020500	5	1,255552	0
1 000	998	281,652	9,043877	4	1,118611	
2 000	1 997	280,155	8,010013		9,960310	—1
3 000	2 994	273,785	7,082381		9,011710	
4 000	3 992	267,401	6,244260		8,134969	
5 000	4 989	261,019	5,488819		7,325630	
6 000	5 986	254,639	4,809595		6,579944	
7 000	6 983	248,261	4,200502		5,894291	
8 000	7 979	241,884	3,655799		5,265173	
9 000	8 975	235,510	3,170092		4,689215	
10 000	9 971	229,138	2,738311		4,163165	
12 000	11 961	216,400	2,017829		3,248372	
14 000	13 950	212,250	1,469359		2,411675	
16 000	15 938	208,274	1,063783		1,779327	
18 000	17 925	207,150	7,667844	3	1,289515	
20 000	19 910	210,970	5,542683		9,152460	—2
22 000	21 894	214,938	4,031617		6,534376	
24 000	23 877	218,904	2,950204		4,695014	
26 000	25 858	222,495	2,170892		3,399035	
28 000	27 839	226,060	1,605556		2,474229	
30 000	29 818	229,622	1,193281		1,810366	
32 000	31 796	233,183	8,910929	2	1,331266	

Июнь—июль, φ=30°

h м	м	T К	p Па		ρ кг/м³	
0	0	297,150	1,014000	5	1,188777	0
1 000	998	292,657	9,032389	4	1,075182	
2 000	1 997	288,165	8,031678		9,709637	—1
3 000	2 994	282,183	7,126716		8,798254	
4 000	3 992	276,198	6,307772		7,955980	
5 000	4 989	270,215	5,568245		7,178729	
6 000	5 986	264,233	4,901913		6,162735	
7 000	6 983	258,254	4,302921		5,804369	
8 000	7 979	252,276	3,765769		5,200150	
9 000	8 975	245,325	3,284424		4,663963	
10 000	9 971	238,356	2,853462		4,170166	
12 000	11 961	224,423	2,126718		3,301264	
14 000	13 950	210,499	1,555791		2,574770	
16 000	15 938	206,650	1,120965		1,889708	
18 000	17 925	209,054	8,078713	3	1,346239	
20 000	19 910	214,216	5,863399		9,535340	—2
22 000	21 894	219,374	4,288995		6,810950	
24 000	23 877	222,465	3,156591		4,943040	
26 000	25 858	225,438	2,333098		3,605326	
28 000	27 839	228,408	1,731603		2,641037	
30 000	29 818	232,113	1,290625		1,937039	
32 000	31 796	236,860	9,674904	2	1,422960	

Декабрь—январь, φ=45°

h м	м	T К	p Па		ρ кг/м³	
0	0	272,650	1,018000	5	1,300710	0
1 000	1 000	268,651	8,972965	4	1,463553	
2 000	1 999	264,653	7,894410		1,039158	
3 000	2 999	260,656	6,932257		9,265002	—1
4 000	3 997	254,665	6,072291		8,306561	
5 000	4 996	248,674	5,302482		7,428269	
6 000	5 994	242,684	4,615185		6,625005	
7 000	6 992	236,696	4,003243		5,891946	
8 000	7 990	230,710	3,459967		5,224480	
9 000	8 987	224,726	2,979117		4,618188	
10 000	9 984	218,744	2,554879		4,068852	
12 000	11 977	217,859	1,870175		2,990506	
14 000	13 969	217,062	1,367674		2,195008	
16 000	15 960	216,266	9,992378	3	1,609602	
18 000	17 949	215,470	7,293541		1,179204	
20 000	19 937	215,450	5,321437		8,604398	—2
22 000	21 924	215,450	3,883336		6,279089	
24 000	23 910	215,450	2,834438		4,583091	
26 000	25 894	215,450	2,069257		3,345847	
28 000	27 877	215,450	1,510942		2,443089	
30 000	29 859	219,726	1,106675		1,754596	
32 000	31 840	224,281	8,159176	2	1,267334	

Июнь—июль, φ=45°

h м	H м	T К	p Па		ρ кг/м³	
0	0	291,150	1,013500	5	1,212677	0
1 000	1 000	286,651	9,004805	4	1,094357	
2 000	1 999	282,153	7,985996		9,860133	—1
3 000	2 999	276,165	7,066750		8,914549	
4 000	3 997	270,150	6,236801		8,042124	
5 000	4 996	264,174	5,489141		7,238575	
6 000	5 994	258,184	4,817178		6,499823	
7 000	6 992	252,196	4,214714		5,821939	
8 000	7 990	246,210	3,675938		5,201158	
9 000	8 987	240,226	3,195402		4,633881	
10 000	9 984	234,244	2,768012		4,116585	
12 000	11 977	222,286	2,053950		3,218967	
14 000	13 969	216,150	1,502602		2,421737	
16 000	15 960	216,150	1,096999		1,768028	
18 000	17 949	217,289	8,013558	3	1,284771	
20 000	19 937	219,675	5,872381		9,312628	—2
22 000	21 924	222,059	4,318617		6,775082	
24 000	23 910	224,442	3,187007		4,946723	
26 000	25 894	227,538	2,360416		3,613868	
28 000	27 877	231,504	1,757078		2,644051	
30 000	29 859	235,468	1,314769		1,945161	
32 000	31 840	240,165	9,891545	2	1,434802	

Декабрь—январь, φ=60°

h м	H м	T К	p Па		ρ кг/м³	
0	0	256,150	1,013000	5	1,377695	0
1 000	1 001	258,146	8,868449	4	1,196798	
2 000	2 002	254,142	7,760259		1,063744	
3 000	3 002	250,137	6,776458		9,437636	—1
4 000	4 003	244,636	5,902222		8,404919	
5 000	5 002	239,137	5,124874		7,465779	
6 000	6 002	233,639	4,435517		6,613581	
7 000	7 001	228,143	3,825879		5,841997	
8 000	8 000	222,649	3,288318		5,145059	
9 000	8 999	217,157	2,815750		4,517084	
10 000	9 997	217,150	2,406499		3,860682	
12 000	11 993	217,150	1,758055		2,820401	
14 000	13 987	217,150	1,284591		2,060834	
16 000	15 980	216,660	9,386566	3	1,509268	
18 000	17 972	215,664	6,851527		1,106746	
20 000	19 963	214,669	4,994837		8,105706	—2
22 000	21 952	213,674	3,636671		5,929124	
24 000	23 940	212,680	2,644420		4,331538	
26 000	25 927	212,799	1,921169		3,145098	
28 000	27 913	214,189	1,398203		2,274108	
30 000	29 897	215,578	1,019889		1,648110	
32 000	31 880	216,966	7,455902	2	1,197143	

Июнь—июль, φ=60°

h м	H м	T К	p Па		ρ кг/м³	
0	0	282,150	1,010200	5	1,247284	0
1 000	1 001	277,945	8,940617	4	1,120588	
2 000	2 002	273,742	7,898345		1,005155	
3 000	3 002	269,540	6,964484		9,001273	—1
4 000	4 003	265,339	6,129159		8,047065	
5 000	5 002	261,133	5,383253		7,181598	
6 000	6 002	254,136	4,714969		6,463242	
7 000	7 001	247,142	3,576765		5,799844	
8 000	8 000	240,149	3,576768		5,188570	
9 000	8 999	233,159	3,096557		4,626632	
10 000	9 997	226,171	2,669209		4,111344	
12 000	11 993	226,150	1,974494		3,041566	
14 000	13 987	226,150	1,460868		2,250363	
16 000	15 980	226,150	1,081056		1,665289	
18 000	17 972	226,150	8,001425	3	1,232562	
20 000	19 963	226,150	5,923363		9,124517	—2
22 000	21 952	226,150	4,385823		6,756046	
24 000	23 940	227,560	3,249429		4,974490	
26 000	25 927	230,541	2,416029		3,650837	
28 000	27 913	233,519	1,803554		2,690572	
30 000	29 897	236,496	1,351586		1,990940	
32 000	31 880	239,471	1,016721		1,479066	

Декабрь—январь, φ=80°

h м	H м	T K	p Па	ρ кг/м³
0	0	248,950	1,013800 5	1,418660 0
1 000	1 002	253,044	8,845174 4	1,217724
2 000	2 004	250,238	7,720217	1,074767
3 000	3 006	247,412	6,728301	9,473777 —1
4 000	4 007	240,903	5,848615	8,457631
5 000	5 008	234,396	5,061699	7,527325
6 000	6 009	227,892	4,368327	6,677662
7 000	7 009	221,389	3,751780	5,903625
8 000	8 009	214,940	3,207829	5,199144
9 000	9 009	213,890	2,735459	4,455302
10 000	10 009	212,841	2,330938	3,815168
12 000	12 007	210,743	1,688744	2,791571
14 000	14 003	208,647	1,219791	2,036632
16 000	15 999	206,551	8,783552 3	1,481428
18 000	17 993	204,457	6,305091	1,074303
20 000	19 986	202,365	4,511508	7,766495 —2
22 000	21 978	202,350	3,223166	5,549036
24 000	23 968	205,286	2,307322	3,915492
26 000	25 957	209,265	1,662315	2,767293
28 000	27 945	213,241	1,205276	1,969039
30 000	29 932	217,214	8,792735 2	1,410177
32 000	31 918	221,185	6,452494	1,016271

Июнь—июль, φ=80°

h м	H м	T K	p Па	ρ кг/м³
0	0	276,650	1,012000 5	1,274348 0
1 000	1 002	272,541	8,933562 4	1,141908
2 000	2 004	268,433	7,871607	1,021565
3 000	3 006	264,326	6,922646	9,123690 —1
4 000	4 007	260,204	6,076103	8,134851
5 000	5 008	253,797	5,319028	7,301017
6 000	6 009	247,393	4,640669	6,534791
7 000	7 009	240,990	4,034539	5,832202
8 000	8 009	234,590	3,494542	5,189427
9 000	9 009	228,255	3,014951	4,601494
10 000	10 009	228,755	2,596485	3,954163
12 000	12 007	229,753	1,927883	2,923190
14 000	14 003	230,752	1,433564	2,164265
16 000	15 999	231,500	1,067467	1,606357
18 000	17 993	231,998	7,955759 3	1,194634
20 000	19 986	232,496	5,934204	8,891688 —2
22 000	21 978	232,994	4,429914	6,623505
24 000	23 968	234,460	3,310591	4,918973
26 000	25 957	236,947	2,481345	3,648166
28 000	27 945	239,432	1,865749	2,714623
30 000	29 932	241,915	1,407258	2,026510
32 000	31 918	244,397	1,064684	1,517619

Таблица 2.2.7

Значения параметров атмосферы для холодных стратосферных и мезосферных режимов в декабре—январе

φ=60°

h м	H м	T K	p Па	ρ кг/м³
0	0	256,150	1,013000 5	1,377695 0
1 000	1 001	258,146	8,868449 4	1,196798
2 000	2 002	254,142	7,760259	1,063744
3 000	3 002	250,137	6,776458	9,437636 —1
4 000	4 003	244,636	5,902222	8,404919
5 000	5 002	239,137	5,124874	7,465779
6 000	6 002	233,639	4,435517	6,613581
7 000	7 001	228,143	3,825879	5,841997
8 000	8 000	222,649	3,288318	5,145059
9 000	8 999	217,157	2,815750	4,517084
10 000	9 997	218,147	2,407363	3,844417
12 000	11 993	220,143	1,763716	2,791018
14 000	13 987	222,137	1,296041	2,032524
16 000	15 980	223,150	9,548707 3	1,490685
18 000	17 972	223,150	7,038933	1,098874
20 000	19 963	223,150	5,189817	8,102020 —2
22 000	21 952	222,174	3,824683	5,997089
24 000	23 940	221,180	2,815320	4,434251
26 000	25 927	220,186	2,069876	3,274854
28 000	27 913	219,194	1,519991	2,415746
30 000	29 897	218,201	1,114842	1,779894
32 000	31 880	217,210	8,166893 2	1,309832

φ=80°

h м	H м	T K	p Па	ρ кг/м³
0	0	248,950	1,013800 5	1,418660 0
1 000	1 002	253,044	8,845174 4	1,217724
2 000	2 004	250,238	7,720217	1,074767
3 000	3 006	247,412	6,728301	9,473777 —1
4 000	4 007	240,903	5,848615	8,457631
5 000	5 008	234,396	5,064699	7,527325
6 000	6 009	227,892	4,368327	6,677662
7 000	7 009	221,389	3,751780	5,903625
8 000	8 009	214,949	3,207829	5,198928
9 000	9 009	214,849	2,736448	4,437023
10 000	10 009	214,749	2,334267	3,786668
12 000	12 007	214,549	1,698431	2,757775
14 000	14 003	214,350	1,235672	2,008253
16 000	15 999	214,150	8,989100 3	1,462298
18 000	17 993	213,951	6,538634	1,064661
20 000	19 986	213,751	4,755711	7,750765 —2
22 000	21 978	215,134	3,462642	5,607069
24 000	23 968	216,528	2,526826	4,065368
26 000	25 957	217,920	1,848014	2,954241
28 000	27 945	219,312	1,354518	2,151597
30 000	29 932	220,703	9,949498 2	1,570479
32 000	31 918	222,092	7,323893	1,148805

Таблица 2.2.8

Значения параметров атмосферы для теплых стратосферных и мезосферных режимов

φ=60°

h м	H м	T K	p Па	ρ кг/м³
0	0	256,150	1,013000 5	1,377695 0
1 000	1 001	258,146	8,868449 4	1,196798
2 000	2 002	254,142	7,760259	1,063744
3 000	3 002	250,137	6,776458	9,437636 —1
4 000	4 003	244,636	5,902222	8,404919
5 000	5 002	239,137	5,124874	7,465779
6 000	6 002	233,639	4,435517	6,613581
7 000	7 001	228,143	3,825879	5,841997
8 000	8 000	222,649	3,288318	5,145059
9 000	8 999	217,157	2,815750	4,517084
10 000	9 997	217,150	2,406499	3,860682
12 000	11 993	217,150	1,758055	2,820401
14 000	13 987	217,150	1,284591	2,060834
16 000	15 980	216,170	9,384925 3	1,512425
18 000	17 972	214,178	6,840422	1,112618
20 000	19 963	213,150	4,973827	8,129118 —2
22 000	21 952	213,150	3,645873	5,909707
24 000	23 940	213,150	2,629192	4,297097
26 000	25 927	220,859	1,922591	3,032568
28 000	27 913	228,801	1,421792	2,164789
30 000	29 897	236,739	1,062516	1,563521
32 000	31 880	244,672	8,018305 2	1,141660

φ=80°

h м	H м	T K	p Па	ρ кг/м³
0	0	248,950	1,013800 5	1,418660 0
1 000	1 002	253,044	8,845174 4	1,217724
2 000	2 004	250,238	7,720217	1,074767
3 000	3 006	247,412	6,728301	9,473777 —1
4 000	4 007	240,903	5,848615	8,457631
5 000	5 008	234,396	5,064699	7,527325
6 000	6 009	227,892	4,368327	6,677662
7 000	7 009	221,389	3,751780	5,903625
8 000	8 009	214,940	3,207829	5,199144
9 000	9 009	213,890	2,735459	4,455302
10 000	10 009	212,640	2,330586	3,818195
12 000	12 007	210,342	1,687714	2,796182
14 000	14 003	208,046	1,218098	2,039674
16 000	15 999	205,751	8,761615 3	1,483472
18 000	17 993	203,458	6,280179	1,075314
20 000	19 986	201,166	4,485517	7,767759 —2
22 000	21 978	201,150	3,198174	5,538858
24 000	23 968	201,150	2,280781	3,950041
26 000	25 957	204,673	1,631573	2,777048
28 000	27 945	208,252	1,174197	1,964221
30 000	29 932	223,807	8,572848 2	1,334409
32 000	31 918	232,788	6,369991	9,532717 —3

Таблица 2.2.9

Распределение температуры — медианной T_{50} (вероятность 50 %) и соответствующей высоким (в) и низким (н) значениям 1, 10 и 20 %-ных квантилей (T_1, T_{10}, T_{20})

Период	φ °	h км	T_{50} K	T_1		T_{10}		T_{20}	
				в	н	в	н	в	н
Год	15	5	270	276	265	273	267	272	268
		10	237	244	230	241	233	239	235
		15	204	212	196	208	200	207	201
		20	207	215	199	212	202	210	204
		25	220	228	212	226	215	225	217
		30	231	243	226	239	229	236	230
Декабрь—январь	30	5	261	271	252	267	256	265	258
		10	229	239	219	235	223	233	225
		15	210	221	199	216	203	214	203
		20	211	220	202	216	206	214	208
		25	221	231	211	226	216	224	217
		30	230	239	222	236	223	234	224
Июнь—июль	30	5	270	278	262	274	266	275	268
		10	238	249	227	246	232	242	234
		15	209	218	198	213	202	212	204
		20	214	223	204	219	207	217	208
		25	224	230	216	227	219	226	220
		30	232	240	227	237	230	235	231
Декабрь—январь	45	5	248	263	233	257	239	254	242
		10	219	232	206	226	212	224	214
		15	216	233	200	224	208	221	211
		20	215	227	198	222	208	220	210
		25	215	233	200	226	205	224	209
		30	220	235	205	230	217	226	219
Июнь—июль	45	5	264	275	254	271	259	269	261
		10	234	246	222	240	228	238	230
		15	216	227	205	222	206	220	212
		20	220	233	207	227	213	225	215
		25	226	238	217	229	218	228	222
		30	235	216	231	243	233	240	234
Декабрь—январь	60	5	239	254	223	248	230	245	233
		10	217	231	203	224	209	222	211
		15	217	231	197	225	209	222	212
		20	215	236	194	226	204	222	208
		25	213	241	195	229	197	223	203
		30	216	253	200	235	203	225	210
Июнь—июль	60	5	260	271	250	266	254	264	256
		10	226	238	214	233	219	231	221
		15	226	235	217	231	221	229	223
		20	226	233	219	230	222	229	223
		25	229	236	222	233	225	232	226
		30	234	245	232	243	234	241	235
Декабрь—январь	80	5	234	246	222	241	227	238	230
		10	213	224	202	219	207	217	209
		15	207	219	195	213	201	211	203
		20	202	225	179	215	189	210	194
		25	207	233	181	221	193	216	198
		30	210	255	194	231	198	224	202
Июнь—июль	80	5	254	264	244	259	248	257	250
		10	229	238	219	234	223	232	225
		15	231	237	225	234	228	233	229
		20	232	237	227	235	229	234	230
		25	235	240	230	238	232	237	233
		30	242	262	233	246	234	241	236

Таблица 2.2.10

Отклонения плотности от стандартной по ГОСТ 4401-81 — медианной $\Delta\rho_{50}$ (вероятность 50 %) и соответствующей высоким (в) и низким (н) значениям 1, 10 и 20 %-ных квантилей ($\Delta\rho_1$, $\Delta\rho_{10}$, $\Delta\rho_{20}$)

Период	φ °	h км	$\Delta\rho_{50}$	$\Delta\rho_1$		$\Delta\rho_{10}$		$\Delta\rho_{20}$	
				в	н	в	н	в	н
Год	15	5	—3	—1	—5	—2	—4	—2	—4
		10	1	2	—1	2	0	2	0
		15	19	22	15	21	17	20	17
		20	7	10	3	9	5	8	6
		25	1	+5	—3	4	—1	3	0
		30	—1	+4	—6	1	—3	0	—2
Декабрь—январь	30	5	—1	1	—3	0	—2	0	—2
		10	1	4	—3	3	—1	2	0
		15	8	15	0	12	5	10	6
		20	3	7	—2	5	1	4	2
		25	1	4	—2	3	—1	2	0
		30	—3	2	—10	0	—7	—1	—6
Июнь—июль	30	5	—2	0	—4	—1	—3	—1	—3
		10	1	3	—1	2	0	2	0
		15	14	19	10	15	13	15	13
		20	7	10	4	9	6	8	6
		25	6	9	3	7	4	7	5
		30	5	10	0	7	3	6	4
Декабрь—январь	45	5	1	4	—2	3	—2	2	0
		10	—2	6	—10	3	—6	1	—4
		15	—5	2	—12	—1	—8	—2	—7
		20	—3	1	—8	—1	—6	—2	—7
		25	—4	0	—8	—2	—6	—3	—5
		30	—5	5	—14	2	—11	—1	—9
Июнь—июль	45	5	—2	1	—4	—1	—4	—1	—3
		10	0	3	—4	2	—2	1	—1
		15	11	18	4	15	7	13	8
		20	5	9	0	7	2	6	3
		25	6	9	4	8	5	7	5
		30	5	10	—1	8	2	7	3
Декабрь—январь	60	5	2	6	—2	4	0	3	1
		10	—7	3	—17	2	—14	—3	—10
		15	—9	—2	—15	—5	—12	—6	—11
		20	—9	—1	—15	—8	—11	—9	—10
		25	—4	3	—11	0	—7	—1	—6
		30	—9	7	—32	2	—25	—2	—15
Июнь—июль	60	5	—1	3	—3	2	—2	1	—2
		10	—1	7	—8	4	—5	2	—3
		15	—2	3	—7	1	—5	0	—4
		20	3	7	—2	5	0	4	1
		25	7	10	4	9	5	8	6
		30	7	12	—1	9	2	8	4
Декабрь—январь	80	5	4	8	1	7	2	6	3
		10	—5	5	—14	0	—10	—2	—8
		15	—8	—1	—16	—4	—12	—6	—11
		20	—12	—1	—22	—6	—17	—8	—15
		25	—4	19	—28	9	—17	4	—13
		30	—23	—8	—39	—12	—31	—17	—28
Июнь—июль	80	5	1	4	—2	3	—1	2	0
		10	—1	7	—9	3	—5	2	—4
		15	—1	5	—6	3	—4	1	—3
		20	3	8	—2	6	0	5	1
		25	7	16	—2	12	3	11	4
		30	8	18	5	15	6	13	7

Таблица 2.2.11

Средняя зональная температура (°C) в южном полушарии

Высота, км	φ° ю. ш. 80	70	60	50	40	30	20	10	0
Январь									
0	—11	—4	2	8	16	23	26	27	27
1	—12	—8	—3	3	11	17	20	21	21
2	—17	—13	—8	—2	6	12	15	15	15
3	—22	—18	—13	—6	2	7	10	10	10
4	—28	—24	—18	—12	—4	2	4	5	5
5	—34	—29	—24	—17	—10	—4	—2	—1	—1
6	—40	—35	—31	—24	—16	—10	—7	—6	— 6
7	—45	—41	—37	—30	—23	—17	—14	—13	—13
8	—49	—47	—43	—37	—30	—24	—20	—19	—20
9	—50	—49	—47	—44	—37	—31	—27	—26	—27
10	—48	—47	—47	—46	—43	—38	—35	—34	—34
12	—43	—44	—47	—51	—54	—52	—50	—50	—50
14	—41	—43	—46	—51	—57	—61	—63	—64	—65
16	—40	—42	—46	—52	—61	—68	—74	—77	—77
18	—38	—41	—45	—51	—59	—67	—73	—76	—76
20	—37	—40	—44	—50	—56	—62	—66	—69	—70
25	—36	—37	—40	—44	—48	—51	—53	—55	—55
30	—29	—29	—32	—35	—38	—40	—42	—74	—45
Июль									
0	—36	—22	—4	4	10	16	21	25	26
1	—26	—20	—9	—1	4	10	15	19	20
2	—28	—23	—15	—7	—1	5	11	14	15
3	—32	—27	—20	—1	—6	1	7	9	9
4	—38	—33	—27	—12	—12	—5	1	4	4
5	—45	—39	—32	—25	—19	—11	—4	—2	—2
6	—51	—46	—39	—32	—26	—18	—10	—7	—7
7	—57	—52	—46	—39	—33	—25	—16	—14	—14
8	—63	—59	—53	—46	—40	—32	—23	—21	—20
9	—67	—63	—58	—52	—47	—39	—31	—28	—27
10	—71	—66	—60	—55	—50	—44	—38	—35	—35
12	—75	—70	—64	—58	—55	—54	—52	—51	—51
14	—78	—73	—65	—58	—56	—59	—62	—64	—64
16	—82	—75	—66	—57	—57	—63	—70	—73	—74
18	—86	—78	—68	—58	—57	—62	—68	—71	—72
20	—87	—81	—70	—60	—57	—60	—65	—65	—66
25	—86	—80	—71	—61	—55	—53	—52	—52	—53
30	—85	—68	—65	—58	—50	—46	—44	—44	—44

2.3. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ. КЛИМАТИЧЕСКИЕ РАЙОНЫ

Широтно-сезонное изменение поступления солнечной радиации, характер поглощения и отдачи тепла подстилающей поверхностью, поглощение тепла непосредственно в атмосфере, фазовые преобразования воды и другие факторы определяют климатическое распределение температуры воздуха. Неоднородность полей температуры приводит к формированию градиентов полей давления и соответствующим движениям воздушных масс, перераспределяющим тепло. После широтного и сезонного изменений притоков тепла следующим по вкладу фактором является распределение суши и водной поверхности.

На рис. 2.3.1 представлено поле температуры воздуха, приведенное к уровню моря. Из рисунка хорошо видно сезонное тепловое воздействие материков и океанов на атмосферу. Поле температуры у поверхности Земли заметно усложняется в связи с географическими различиями ландшафта; особенно заметны орографически обусловленные особенности поля приземной температуры. Годовой ход температуры воздуха у поверхности Земли определяет континентальность климата. На рис. 2.3.2 из [37] представлены типы годового хода температуры: экваториальный, тропический, умеренного пояса, полярный.

В экваториальной зоне Солнце два раза в году бывает в зените. Соответственно и в годовом ходе температуры воздуха в Джакарте самыми теплыми месяцами являются май и октябрь (средняя месячная температура 26,4 °C), а наименее теплыми — январь (25,3 °C) и июль (25,7 °C). Годовая амплитуда очень мала: на суше она равна 6—10 °C, на побережьях 1—3 °C и меньше.

В годовом ходе температуры в тропических областях максимум наступает после дня летнего солнцестояния, минимум — после дня зимнего солнцестояния. В областях с муссонным климатом максимум наблюдается до наступления летнего муссона, приносящего обильные осадки. Годовая амплитуда в тропиках на суше достигает 5—10 °C, на побережьях — около 5 °C.

В умеренном поясе на суше в северном полушарии самым теплым месяцем является июль, на морях, островах и побережьях — август. Самый холодный месяц на суше — январь; на морях, островах, побережьях — февраль. Годовые амплитуды возрастают с увеличением широты и при удалении в глубь суши, изменяясь от 10 до 60 °C (в Сибири).

Полярные области характеризуются очень суровой продолжительной зимой и коротким прохладным летом. На берегах полярных морей годовая амплитуда достигает 25—40 °C, на суше 65 °C.

Здесь отметим, что амплитуда суточного хода и стандартное отклонение температуры воздуха изменяются пропорционально амплитуде годового хода.

Самые низкие температуры воздуха в северном полушарии наблюдаются на северо-востоке Сибири. В Верхоянске в феврале 1892 г. дважды была отмечена температура —67,8 °C. Такая же температура наблюдалась в Оймяконе, где, как предполагают, возможны еще более низкие температуры. На станции Восток в Антарктиде отмечена температура —88,3 °C, а около Южного полюса зарегистрирована температура —94,5 °C.

Самая высокая температура воздуха (57,1 °C) отмечена в Тиндуфе (Сахара). В Долине Смерти в Калифорнии (США) наблюдалась температура 56,7 °C, в Термезе (Узбекская ССР) 50 °C, в Репетеке (Туркменская ССР) 51 °C.

В стандартах «Макроклиматические районы земного шара с холодным и умеренным климатом», ГОСТ 25870-83; «Макроклиматические районы земного шара с тропическим климатом», ГОСТ 24482-80; «Климат Антарктиды», ГОСТ 25650-83 по градациям значений температуры и влажности воздуха выполнено районирование территории СССР и земного шара (рис. 2.3.3, 2.3.4). В табл. 2.3.1—2.3.3, 2.3.7, 2.3.8, 2.3.10, 2.3.12 представлены критерии климатического районирования, в табл. 2.3.4—2.3.6, 2.3.9, 2.3.11, 2.3.13, 2.3.14 — сведения о температуре воздуха для представительных и экстремальных пунктов районов по этим стандартам [19—22, 84].

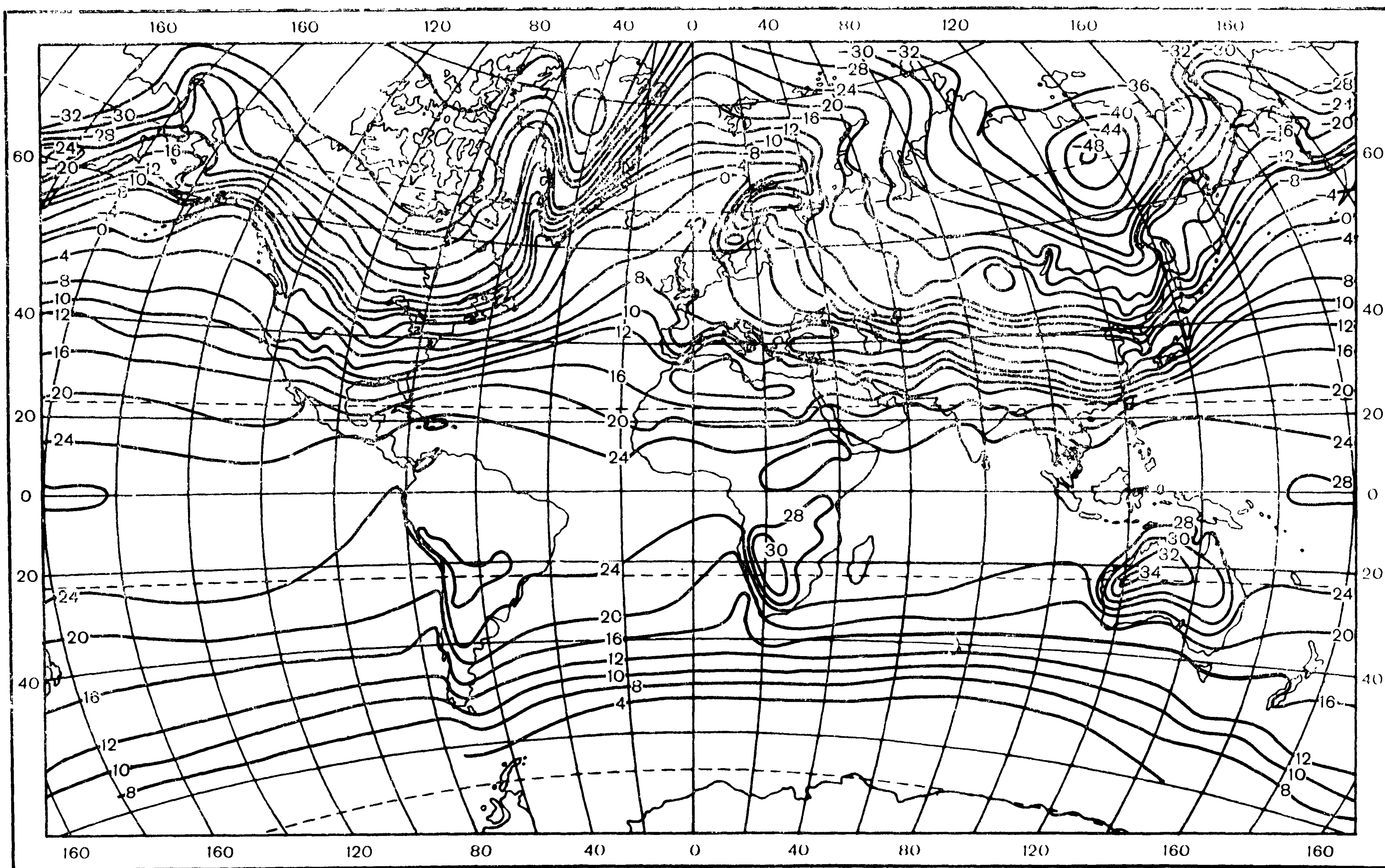
На рис. 2.3.5 приведены поля температуры на высоте 5 км. Из рисунка видно, что на этой высоте еще проявляется сезонное тепловое воздействие материков и океанов на атмосферу, а западный перенос размывает контрасты на границах суша—море. На рис. 2.3.6 представлено поле температуры на высоте 10 км. Примерно на этой высоте осуществляется наиболее интенсивный перенос тепла от тропиков, что приводит к наблюдаемому уменьшению географических различий в многолетних средних температурах. На уровне 10 гПа летом поля температуры имеют зонально-однородную структуру с максимальной температурой в области полюсов. Зимой широтный градиент температуры становится обратным, и в северном полушарии формируются области тепла и холода, связанные с динамическим воздействием на стратосферу длинных волн зонального разложения полей движения в тропосфере.

Поля давления и плотности формируются в результате более сложных процессов, включающих нелинейные взаимодействия. Поле давления на уровне моря представлено на рис. 2.3.7. Поля давления на уровнях 10 км в верхней тропосфере и 25 км в стратосфере представлены на рис. 2.3.8, 2.3.9. В распределении плотности воздуха отметим уровень, на котором сезонные и пространственные изменения плотности воздуха имеют наименьшие значения. На рис. 2.3.10 показаны широтные и сезонные изменения зональной средней высоты, близкой к первому изопикническому уровню, и высоты наибольших колебаний плотности.

Годовой ход температуры хорошо описывается первой гармоникой разложения в ряд Фурье по тригонометрическим функциям. В представлении годового хода давления в некоторых областях оказывается значительным вклад второй гармоники разложения.

Суточный ход температуры значителен в пограничном слое и незначителен в свободной атмосфере до высот 30 км.

Для давления воздуха измерения выявляют только полусуточные приливные колебания, амплитуда которых на уровне моря составляет около 1 гПа.



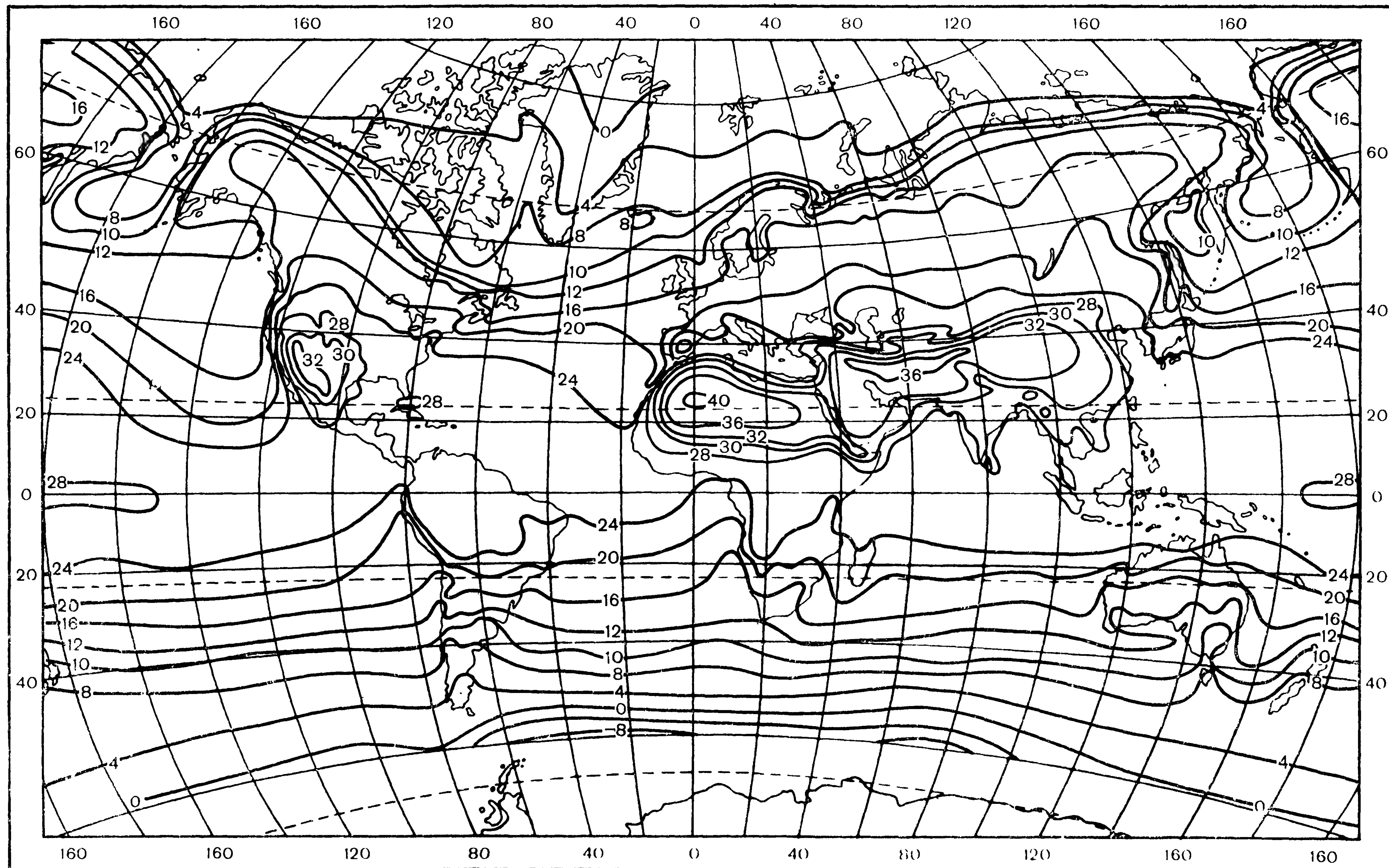


Рис. 2.3.1. Температура воздуха (°C) на уровне моря в январе (вверху) и июле (внизу) для земного шара.

Таблица 2.3.1

Критерии климатического районирования территории СССР

Макроклиматический район	Климатический район: наименование	Климатический район: обозначение	$\bar{T}$ °C: январь	$\bar{T}$ °C: июль	$\bar{f}_{13}$ %: июль	$N_{T\min} < -45$ °C
Холодный	Очень холодный	I_1	От 50 до —30	От 2 до 18	—	От 10 до 100
	Холодный	I_2	От —30 до —15	От 2 до 25	—	От 1,0 до 10,0
Умеренный	Арктический приполюсный	II_1	От —33 до —28	От —1 до 0	Более 90	От 0 до 2
	Арктический восточный	II_2	От —28 до —18	От 0 до 8	Более 80	От 0 до 0,1
	Арктический западный	II_3	От —30 до —2	От —1 до 12	Более 80	От 0 до 3
	Умеренно холодный	II_4	От —30 до —15	От 6 до 25	—	От 0,1 до 1,0
	Умеренный	II_5	От —15 до —8	От 8 до 25	Менее 80	—
	Умеренно влажный	II_6	От —15 до —10	От 10 до 20	80 и более	—
	Умеренно теплый	II_7	От —8 до —4	От 16 до 25	Менее 70	—
	Умеренно теплый влажный	II_8	От —8 до —4	От 16 до 25	70 и более	—
	Умеренно теплый с мягкой зимой	II_9	От —4 до 0	От 16 до 25	Менее 70	—
	Теплый влажный	II_{10}	От 0 до 4	От 20 до 25	Более 70	—
	Жаркий сухой	II_{11}	От —15 до 4	От 25 до 30	Менее 40	—
	Очень жаркий сухой	II_{12}	От —4 до 4	От 30 и выше	Менее 20	—

Примечание. $\bar{T}$ — средняя месячная температура воздуха, $\bar{f}_{13}$ — средняя месячная влажность воздуха в 13 ч, N ($T_{\min} < -45$ °C) — число дней в году с минимальной температурой воздуха ниже —45 °C.

Таблица 2.3.2

Критерии климатического районирования горных территорий СССР

Макроклиматический район	Район	Обозначение	Средняя месячная температура воздуха, °C: январь	Средняя месячная температура воздуха, °C: июль	$\bar{f}_{13}$ %: июль
Холодный и умеренный	Средняя Азия	(I+II) A	—20... 0	0... 25	Более 40
Умеренный	Кавказ	IIK	—12... 4		

(Климатическая характеристика гор высотой более 2000 м)

Таблица 2.3.3

Представительные и экстремальные пункты климатических районов СССР

Макроклиматический район	Климатический район: Наименование	Обозначение	Пункт: представительный	Пункт: экстремальный
Холодный	Очень холодный	I_1	Якутск	Оймякон
	Холодный	I_2	Салехард	
Умеренный	Арктический приполюсный	II_1	84° с. ш., 180° д.	
	Арктический восточный	II_2	Тикси м. Шмидта	
	Арктический западный	II_3	Диксон	
	Умеренно холодный	II_4	Тюмень	Улан-Удэ
	Умеренный	II_5	Москва	Мурманск Волгоград
	Умеренно влажный	II_6	Владивосток	Курильск
	Умеренно теплый	II_7	Киев	Ростов-на-Дону
	Умеренно теплый влажный	II_8	Минск	Рига Таллинн
	Умеренно теплый с мягкой зимой	II_9	Одесса	Новороссийск
	Теплый влажный	II_{10}	Батуми	Астара
	Жаркий сухой	II_{11}	Ташкент	
	Очень жаркий сухой	II_{12}	Ашхабад	Термез

Таблица 2.3.4

Средние температуры воздуха по месяцам и за год для климатических районов СССР

Климатический район	Пункт	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Очень холодный	Якутск	−42,9	−35,8	−22,4	−7,5	5,7	15,5	18,8	14,9	6,3	−7,8	−27,9	−39,5	−10,2
	Оймякон	−49,5	−43,6	−33,4	−15,5	0,7	11,0	13,6	10,2	1,6	−16,1	−36,7	−46,2	−17,0
Холодный	Салехард	−23,6	−22,2	−18,3	−9,4	−1,6	7,8	13,8	11,6	5,4	−3,7	−15,3	−21,2	−6,4
Арктический восточный	Тикси	−33,3	−31,3	−26,3	−18,1	−6,9	2,5	7,0	7,5	1,7	−10,3	−23,4	−29,8	−13,4
	м. Шмидта	−26,0	−27,2	−25,3	−18,0	−7,4	1,2	3,8	2,9	−0,4	−7,9	−16,4	−24,3	−12,1
Арктический западный	Амдерма	−18,4	−19,2	−17,9	−11,6	−5,0	1,2	6,1	6,8	3,2	−3,3	−10,6	−15,3	−7,0
	Диксон	−26,3	−25,5	−24,4	−16,9	−7,8	0,1	4,6	5,0	1,3	−7,0	−18,0	−23,1	−11,5
Умеренно холодный	Тюмень	−16,6	−14,8	−8,0	2,7	10,7	16,7	18,6	16,0	10,1	1,8	−7,4	−14,4	1,3
	Улан-Удэ	−25,4	−20,9	−10,6	1,2	8,8	16,2	19,4	16,5	8,8	−0,1	−12,7	−21,9	−1,7
Умеренный	Москва	−10,2	−9,6	−4,7	4,0	11,6	15,8	18,1	16,2	10,6	4,2	−2,2	−7,6	3,8
	Мурманск	−10,0	−10,1	−7,0	−1,7	3,1	8,4	12,4	10,8	6,3	0,2	−4,7	−8,3	0,0
	Волгоград	−9,9	−9,4	−2,9	7,6	16,0	20,8	23,4	21,8	15,1	6,8	−0,6	−6,6	6,8
Умеренно влажный	Владивосток	−14,4	−10,9	−3,6	4,1	9,0	13,0	17,5	20,0	15,9	8,8	−1,3	−10,3	4,0
Умеренно теплый	Киев	−5,9	−5,2	−0,4	7,5	14,7	17,8	19,8	18,7	13,9	7,5	1,2	−3,5	7,2
	Ростов-на-Дону	−5,7	−5,1	0,2	9,0	16,4	20,0	22,9	22,1	16,2	9,2	2,2	−3,1	8,7
Умеренно теплый влажный	Минск	−6,9	−6,4	−2,2	5,3	12,6	16,0	17,8	16,2	11,6	5,6	0,0	−4,5	5,4
	Рига	−4,5	−4,2	−1,1	5,2	11,5	15,4	18,0	16,5	12,2	6,7	1,6	−2,3	6,2
	Таллинн	−4,7	−5,5	−2,7	2,6	8,4	13,2	16,6	15,6	11,4	6,0	1,2	−2,6	5,0
Умеренно теплый с мягкой зимой	Одесса	−2,5	−2,0	2,0	8,2	15,0	19,4	22,2	21,4	16,9	11,4	5,3	0,2	9,8
	Новороссийск	2,6	2,7	5,8	10,6	15,9	20,2	23,6	23,7	19,2	14,2	8,6	5,0	12,7
Теплый влажный	Батуми	6,5	6,8	8,7	11,7	15,8	19,5	22,1	22,6	19,8	16,5	12,4	8,9	14,3
	Астара	4,3	5,1	7,1	11,4	17,4	21,8	24,5	24,2	20,8	16,3	11,1	6,8	14,2
Жаркий сухой	Ташкент	−0,9	2,0	7,6	14,4	20,0	24,7	26,9	24,9	19,4	12,6	6,4	1,6	13,3
Очень жаркий сухой	Ашхабад	1,4	4,4	9,4	16,2	23,1	28,2	30,7	29,6	23,8	16,5	8,7	3,7	16,3
	Термез	1,4	4,9	11,3	17,7	24,1	27,5	29,6	27,4	22,3	15,1	8,5	4,6	16,2

Таблица 2.3.5

Средняя суточная температура воздуха ($\bar{t}$) самого жаркого периода и средняя дата ($\bar{Д}$) его начала для климатических районов СССР

Климатический район	Пункт	Сутки				Декада				Месяц			
		$\bar{t}$ °C	σ_t °C	Д	$\sigma_Д$ сут	$\bar{t}$ °C	σ_t °C	Д	$\sigma_Д$ сут	$\bar{t}$ °C	σ_t °C	Д	$\sigma_Д$ сут
Очень холодный	Оймякон	19,9	1,0	08,07	10	16,3	2,2	06,07	16	14,8	1,8	28,06	13
Арктический западный	Диксон	14,8	3,0	26,07	14	9,5	2,7	24,07	14	6,7	2,0	16,07	10
Умеренно холодный	Тюмень	25,3	1,9	05,07	18	21,5	1,1	05,07	20	19,2	1,1	26,06	14
	Улан-Удэ	25,9	1,7	17,07	15	22,2	1,4	11,07	15	20,1	1,2	05,07	10
Умеренный	Москва	24,8	1,8	14,07	19	21,4	1,9	08,07	18	19,2	1,6	29,06	14
Умеренно влажный	Владивосток	24,1	1,6	28,07	16	21,4	1,4	05,08	9	20,3	1,4	25,07	5
	Курильск	21,5	1,7	09,08	13	17,9	1,9	28,07	12	16,0	1,6	20,07	9
Умеренно теплый влажный	Минск	24,0	1,4	13,07	20	20,8	1,6	09,07	20	18,9	1,4	01,07	15
	Таллинн	21,9	1,6	09,07	19	18,9	1,3	13,07	20	17,3	1,3	09,07	19
Теплый влажный	Батуми	26,6	1,1	29,07	20	24,9	1,0	28,07	16	23,9	1,0	16,07	11
	Астара	27,5	1,0	25,07	15	26,1	1,0	19,07	13	25,2	1,1	11,07	13
Жаркий сухой	Ташкент	31,6	1,2	14,07	14	29,0	1,0	09,07	14	27,8	0,8	30,06	12
Очень сухой	Ашхабад	35,6	1,2	14,07	19	33,8	0,4	08,07	15	31,2	0,1	22,06	13
Очень жаркий сухой	Термез	33,6	0,9	16,07	15	31,5	1,0	12,07	11	30,5	0,9	01,07	9

Примечание. $\sigma_{\bar{t}}$, $\sigma_{\bar{Д}}$ — стандартные отклонения.

Таблица 2.3.6

Средняя суточная температура воздуха ($\bar{t}$) самого холодного периода и средняя дата (Д) его начала для климатических районов СССР

Климатический район	Пункт	Сутки				Декада				Месяц			
		$\bar{t}$ °C	$\sigma_{\bar{t}}$ °C	Д	$\sigma_Д$ сут	$\bar{t}$ °C	$\sigma_{\bar{t}}$ °C	Д	$\sigma_Д$ сут	$\bar{t}$ °C	$\sigma_{\bar{t}}$ °C	Д	$\sigma_Д$ сут
Очень холодный	Оймякон	−58,3	1,1	04,01	17	−54,5	2,8	05,01	18	−49,2	4,4	20,12	14
Арктический западный	Диксон	−38,9	3,2	26,01	22	−33,3	3,0	24,01	20	−28,6	3,5	05,01	22
Умеренно холодный	Тюмень	−31,7	4,8	25,01	16	−24,3	5,2	24,01	12	−19,4	3,4	13,01	10
	Улан-Удэ	−35,9	3,7	17,01	11	−29,7	3,5	17,01	11	−26,2	2,8	08,01	8

Климатический район	Пункт	Сутки				Декада				Месяц			
		$\bar{t}$ °C	$\sigma_{\bar{t}}$ °C	Д	$\sigma_Д$ сут	$\bar{t}$ °C	$\sigma_{\bar{t}}$ °C	Д	$\sigma_Д$ сут	$\bar{t}$ °C	$\sigma_{\bar{t}}$ °C	Д	$\sigma_Д$ сут
Умеренный	Москва	—26,2	4,8	15,01	19	—17,1	4,1	13,01	20	—13,2	3,6	06,01	19
Умеренно влажный	Владивосток	—21,5	2,1	12,01	13	—17,6	2,2	08,01	12	—15,0	1,5	28,12	14
	Курильск	—12,3	2,1	03,02	17	—8,8	2,0	31,01	16	—7,1	1,6	21,01	10
Умеренно теплый влажный	Минск	—20,6	5,0	18,01	21	—13,5	4,0	11,01	22	—9,4	3,4	06,01	19
	Таллинн	—17,1	5,3	25,01	22	—11,4	4,4	20,01	23	—7,9	3,9	12,01	19
Теплый влажный	Батуми	0,5	1,8	29,01	17	7,7	3,7	25,12	10	8,3	3,4	03,12	4
	Астара	—0,8	2,7	21,01	22	2,7	2,4	15,01	22	4,0	2,0	01,01	18
Жаркий сухой	Ташкент	—11,2	4,7	23,01	16	—5,6	4,1	14,01	15	—2,4	4,5	28,12	18
Очень жаркий сухой	Ашхабад	—5,0	3,8	24,01	18	—0,8	1,6	17,01	19	—0,7	1,6	28,12	19
	Термез	—4,5	3,9	20,01	14	—0,2	3,8	04,01	14	1,4	4,1	10,12	13

Таблица 2.3.7

Критерии климатических районов с холодным и умеренным климатом

Макроклиматический район		Климатический район		Критерий района		
Наименование	Обозначение	Наименование	Обозначение	Средний из абсолютных годовых минимумов температуры воздуха, °C	Средняя за июль температура воздуха, °C	Средняя за июль относительная влажность воздуха, %
Холодный	ХЛ	Очень холодный	ОХЛ	< —60	—	—
		Холодный с очень влажным летом	$ХЛ_1$	—60 до —45	<0	>90
		Холодный с холодным летом	$ХЛ_2$	—60 до —45	<5	—
		Холодный с теплым летом	$ХЛ_3$	—60 до —45	>15	—
Умеренный	У	Умеренно холодный	$У_1$	—45 до —40	—	—
		Умеренный	$У_2$	—40 до —25	—	—
		Умеренно теплый	$У_3$	> —25	—	—

Таблица 2.3.8

Представительные и экстремальные пункты районов с холодным и умеренным климатом

Макроклиматический район	Климатический район		Пункт		Страна
	Наименование	Обозначение	представительный	экстремальный	
Холодный	Очень холодный	ОХЛ	Айсмитте-Центральная		Гренландия
	Холодный с очень влажным летом	$ХЛ_1$	φ=84° с. ш., λ=150° з. д.		Северный бассейн
	Холодный с холодным летом	$ХЛ_2$	Резольют		Канада
	Холодный с теплым летом	$ХЛ_3$	Норман-Уэлс		Канада
			Фэрбенкс		США
Умеренный	Умеренно холодный	$У_1$	Эгедесминне	Тобин	Гренландия
				Барроу	США
			Клайд		Канада
			Нитчекуон		Канада
			Те-Пас		Канада
			Саданкюля		Финляндия
			Чойбалсан	Улан-Батор	Монголия
	Умеренный	$У_2$		Анкоридж	США
			Глазго		Канада
			Монреаль		Канада
			Хельсинки		Финляндия
			Далан-Дзадгад		Монголия

Таблица 2.3.9

Средняя температура воздуха (°C) по месяцам и за год для районов с холодным и умеренным климатом

Климатический район	Пункт	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Очень холодный	Айсмитте	—38,2	—42,4	—38,7	—34,4	—19,8	—14,1	—11,9	—15,4	—24,1	—31,8	—37,1	—38,8	—28,9
Холодный с очень влажным летом	Центральная φ=84° с. ш., λ=150° з. д.	—32,2	—33,3	—31,7	—23,3	—11,8	—1,8	0,2	—0,9	—8,2	—18,0	—26,7	—30,0	—18,1
Холодный с холодным летом	Резольют	—33,1	—33,8	—31,5	—23,4	—10,5	—0,4	4,2	2,5	—5,2	—15,4	—24,7	—30,2	—16,8
Холодный с теплым летом	Норман-Уэлс	—28,9	—26,5	—19,2	—7,5	5,2	13,9	16,2	13,2	5,8	—4,7	—18,3	—26,1	—6,4
	Фэрбенкс	—23,1	—19,6	—12,7	—0,9	9,1	16,9	17,1	13,4	7,5	—4,0	—15,6	—20,6	—2,0
Умеренно холодный	Эгедесминне	—13,1	—14,6	—16,3	—9,3	—1,2	3,1	5,9	5,7	2,6	—1,8	—6,0	—9,3	—4,5
	Тобин	—16,2	—17,1	—17,6	—12,9	—4,4	0,4	2,7	2,4	—0,8	—6,3	—11,0	—14,3	—7,9
	Барроу	—26,2	—27,7	—26,1	—17,9	—7,3	1,1	4,3	3,6	—0,8	—8,3	—17,4	—23,6	—12,2
	Клайд	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—10,7
	Нитчекуон	—22,2	—20,8	—14,6	—5,6	1,5	9,7	13,5	11,9	6,3	0,0	—8,1	—18,6	—2,2
	Те-Пас	—21,7	—18,2	—11,4	—0,3	8,7	13,9	18,2	16,7	10,3	3,3	—7,9	—16,8	—0,4
	Соданкюля	—13,4	—12,9	—8,8	—2,3	5,0	11,6	15,0	11,4	5,9	—0,9	—7,0	—10,7	—0,6
	Чойбалсан	—24,3	—21,0	—11,2	1,7	10,3	19,0	22,0	19,3	9,7	1,4	—12,5	—23,1	—0,7
	Улан-Батор	—27,4	—23,0	—11,2	—0,5	7,9	14,8	17,1	15,0	7,5	—1,6	—15,3	—25,5	—3,5
Умеренный	Анкоридж	—12,8	—7,7	—4,8	1,8	7,7	12,4	14,6	13,3	9,1	1,3	—5,5	—9,4	1,7
	Глазго	—12,6	—8,7	—3,0	5,3	12,0	17,3	21,1	20,8	13,9	7,5	—1,6	—9,2	5,3
	Монреаль	—9,5	—9,4	—2,8	4,9	12,7	18,4	21,0	19,4	14,9	8,5	1,6	—6,4	6,2
	Хельсинки	—5,3	—6,1	—3,5	2,4	8,8	14,0	17,3	15,7	11,0	5,6	1,1	—2,8	4,9
	Далан-Дзадгад	—17,0	—14,6	—5,0	5,3	12,1	20,3	22,0	20,6	12,6	3,6	—8,0	—16,8	2,9
Умеренно теплый	Уолла-Уолла	0,7	3,6	7,8	12,1	16,1	19,6	24,4	23,2	18,9	12,8	5,7	3,2	12,3
	Детройт	—3,9	—3,2	1,1	8,0	14,6	20,1	22,2	21,3	17,0	10,8	4,9	—0,8	9,5
	Медфорд	—2,7	—5,8	7,7	10,9	14,4	17,9	22,2	21,5	18,2	12,2	6,3	3,6	11,9
	Нью-Йорк	0,7	0,8	4,7	10,8	16,9	21,9	24,9	23,9	20,3	14,6	8,3	2,2	12,5
	Чарлстон	8,9	8,8	13,0	17,3	21,7	24,6	26,0	25,7	23,3	18,6	13,0	10,3	17,6
	Осло	—4,7	—4,0	—0,5	4,8	10,7	14,7	17,3	15,9	11,3	5,9	1,1	—2,0	5,9
	Париж	3,4	4,1	7,6	11,7	14,3	17,5	19,1	18,7	16,0	11,4	7,1	4,3	11,2
	Прага	—0,7	0,4	4,2	8,9	14,3	17,6	19,4	18,5	14,8	9,3	4,3	0,9	9,3
	Рим	7,1	8,2	10,8	13,9	18,1	22,1	24,9	24,6	21,5	16,7	11,9	8,4	15,7
	Лиссабон	10,8	11,6	13,6	15,6	17,2	20,1	22,2	22,5	21,2	18,2	14,4	11,5	16,6
	Афины	8,5	8,8	11,1	14,6	19,7	24,0	27,0	26,7	22,8	18,1	13,9	10,5	17,1
	Зонгулдак	6,0	6,3	6,5	10,0	14,9	19,3	21,4	21,4	18,2	15,0	11,0	7,9	13,1
	Пекин	—4,6	—1,6	5,0	13,8	20,0	24,6	26,2	24,9	20,1	12,8	3,9	—2,7	11,9
	Дальний	—4,4	—3,0	1,9	8,8	14,6	19,4	23,2	24,2	20,0	14,2	5,9	—1,0	10,5
	Ичан	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	16,8
	Токио	3,2	3,9	7,1	12,8	17,1	20,8	25,0	26,1	22,4	16,4	11,0	5,6	14,3
	Барилоче	14,9	14,2	12,3	8,2	5,7	2,7	2,6	3,1	5,4	7,9	11,3	13,3	8,2
	Рио-Гальегос	13,6	13,2	11,6	8,1	3,9	1,6	1,2	3,2	6,2	9,4	12,1	13,0	7,9
	Кейптаун	20,2	20,8	19,5	16,7	14,2	12,8	11,5	11,6	13,6	16,1	18,0	19,5	16,2
	Перт	23,4	23,9	22,2	19,2	16,1	13,7	13,1	13,5	14,7	16,3	19,2	21,5	18,1
	Аделаида	22,6	21,0	20,9	17,2	14,6	12,1	11,2	12,0	13,4	16,0	18,5	20,7	16,7

Таблица 2.3.10

Представительные пункты районов с тропическим климатом

Макроклиматический район		Представительный пункт	Страна	Макроклиматический район		Представительный пункт	Страна
район	подрайон			район	подрайон		
Тропический сухой (ТС)	—	Мопти	Мали			Калькутта	Индия
		Блумфонтейн	Южная Африка			Гавана	Куба
		Асуан	Египет			Манаус	Бразилия
		Ахмадабад	Индия		Субтропический (С)	Чжицзян	Китай
		Биканер	Индия			Уругвайана	Бразилия
		Монтеррей	Мексика		Горы высотой более 2400 м (ВХ)	Аддис-Абеба (2963 м)	Эфиопия
		Монклова	Мексика			Лхаса (3658 м)	Китай
		Алис-Спрингс	Австралия			Богота (2547 м)	Колумбия
Тропический влажный (ТВ)	—	Ханой	Вьетнам				
		Ман	Кот-д'Ивуар				
		Битам	Габон				

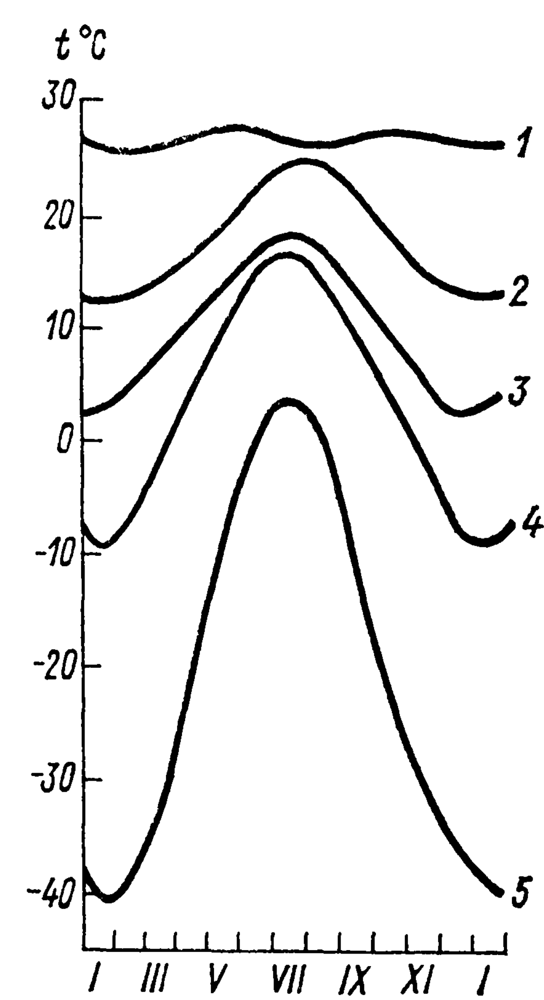


Рис. 2.3.2. Годовой ход температуры воздуха на разных широтах. *1)* 6° ю. ш., *2)* 37° с. ш., *3)* 49° с. ш., *4)* 60° с. ш., *5)* 74° с. ш.

Для учета региональных особенностей свободной атмосферы следует применять следующие стандарты: «Макроклиматические районы земного шара с холодным и умеренным климатом», «Макроклиматические районы земного шара с тропическим климатом», «Климат Антарктиды». В этих стандартах даны только сведения о метеорологических характеристиках у поверхности Земли. Для свободной атмосферы можно подобрать сведения из справочников и атласов.

В [79] предложена справочная модель свободной атмосферы для тропиков в слое от 0 до 80 км. Температурный профиль в этой модели выглядит следующим образом (z — высота, t — температура, γ — градиент температуры):

z км . . .	0	6	16	46	52	75	80
t °C . . .	27	—9	—74	—5	—5	—74	—74
γ °C/км . .	—6,0	—6,5	2,3	0,0	3,0	0,0	

Давление на уровне моря составляет 1010 гПа, $g = 9{,}78852$ м/с^2, значения остальных параметров соответствуют значениям ГОСТ 4401-81.

Архивы климатических характеристик свободной атмосферы для использования на ЭВМ описаны в [57, 61—63].

Таблица 2.3.11

Средняя температура воздуха (°С) по месяцам и за год для районов с тропическим климатом

Макроклиматический район или подрайон	Пункт	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Тропический сухой	Мопти	22,6	25,2	29,0	31,6	32,8	31,2	28,6	27,3	28,3	28,8	26,8	23,1	27,9
	Блумфонтейн	22,4	21,5	19,2	15,5	11,4	8,2	8,0	10,8	14,4	17,7	19,4	21,7	15,8
	Асуан	15,7	17,3	21,4	26,4	31,1	33,1	33,9	33,5	31,3	28,6	22,9	17,7	26,1
	Биканер	13,9	17,2	23,3	29,3	34,7	35,7	33,4	31,5	30,9	26,8	20,5	15,2	26,0
	Монтеррей	16,4	17,6	20,3	23,7	26,1	28,1	28,4	28,3	25,9	22,4	17,7	15,6	22,6
	Алис-Спрингс	28,4	27,6	24,7	20,0	15,5	12,4	11,6	14,4	18,3	22,8	25,7	27,7	20,7
	Ахмадабад	21,7	23,4	27,9	31,8	33,8	32,8	29,6	28,6	29,0	29,4	26,1	22,8	28,0
Тропический влажный	Ман	25,0	25,9	26,3	26,5	25,8	24,4	23,5	23,5	24,6	25,0	25,1	24,0	25,0
	Битам	24,6	24,9	25,1	25,2	25,1	24,2	22,5	23,3	24,0	24,3	24,3	24,4	24,3
	Калькутта	19,6	22,2	27,3	30,1	30,6	29,9	28,8	28,6	28,6	27,4	23,4	19,7	26,4
	Гавана	22,2	22,3	23,2	24,6	26,1	26,9	27,4	27,3	27,1	25,8	23,8	22,5	24,9
	Манаус	25,9	25,8	25,9	25,8	26,4	26,6	26,9	27,5	27,9	27,7	25,3	26,7	26,7
	Ханой	16,7	17,2	19,9	23,6	27,2	28,8	28,6	28,2	27,2	24,6	21,2	18,1	23,4
Субтропический	Чжицзян	5,5	6,7	11,2	17,1	21,8	25,7	28,3	27,7	24,5	17,7	12,9	7,7	17,2
	Уругваяна	26,3	25,5	23,6	19,2	16,5	14,2	13,5	15,0	16,0	19,4	22,3	25,1	19,8
Горы высотой более 2400 м	Аддис-Абеба	15,9	16,4	17,9	17,6	17,8	16,6	15,0	15,0	15,6	15,8	15,2	15,6	16,2
	Лхаса	—0,3	1,6	5,5	9,1	13,0	17,0	16,4	15,6	14,3	9,2	3,9	0,0	8,8
	Богота	14,4	14,8	14,8	15,0	14,8	14,3	14,0	13,8	14,2	14,6	14,3	14,0	14,4

Таблица 2.3.12

Критерии климатических районов Антарктиды

Макроклиматический район	Климатический район (представительный пункт)	Обозначение	Средняя температура воздуха, °С		Средняя относительная влажность воздуха летом, %	Число дней в году с температурой воздуха ниже		Число дней в году со скоростью ветра более 15 м/с
			Июль	Январь		—60 °С	—45 °С	
Очень холодный	Очень холодный со слабым и умеренным ветром (Восток, Амундсен-Скотт)	ОХЛ$_1$	—40... —70	—20... —32	⩾70	50—220	250—300	5—10
	Очень холодный с сильным ветром (Бэрд)	ОХЛ$_2$	—35... —50	—16... —25	⩾70	10—50	150—250	10—70
Холодный	Холодный с сильным ветром (Пионерская, Мицухо)	ХЛ$_1$	—30... —45	—4... —20	⩾70	1—20	100—200	20—100
	Холодный с умеренным ветром (Хелли)	ХЛ$_2$	—30... —40	—3... —15	⩾70	Нет	1—20	20—50
Умеренный	Умеренный с очень сильным ветром (Мирный, Молодежная)	У$_1$	—15... —30	0... —4	⩾60	Нет	Нет	50—300
	Умеренный с умеренным ветром и высокой влажностью (Аделейд-Айленд, Беллинсгаузен)	У$_2$	—7... —35	2... —4	⩾80	Нет	Нет	50—100

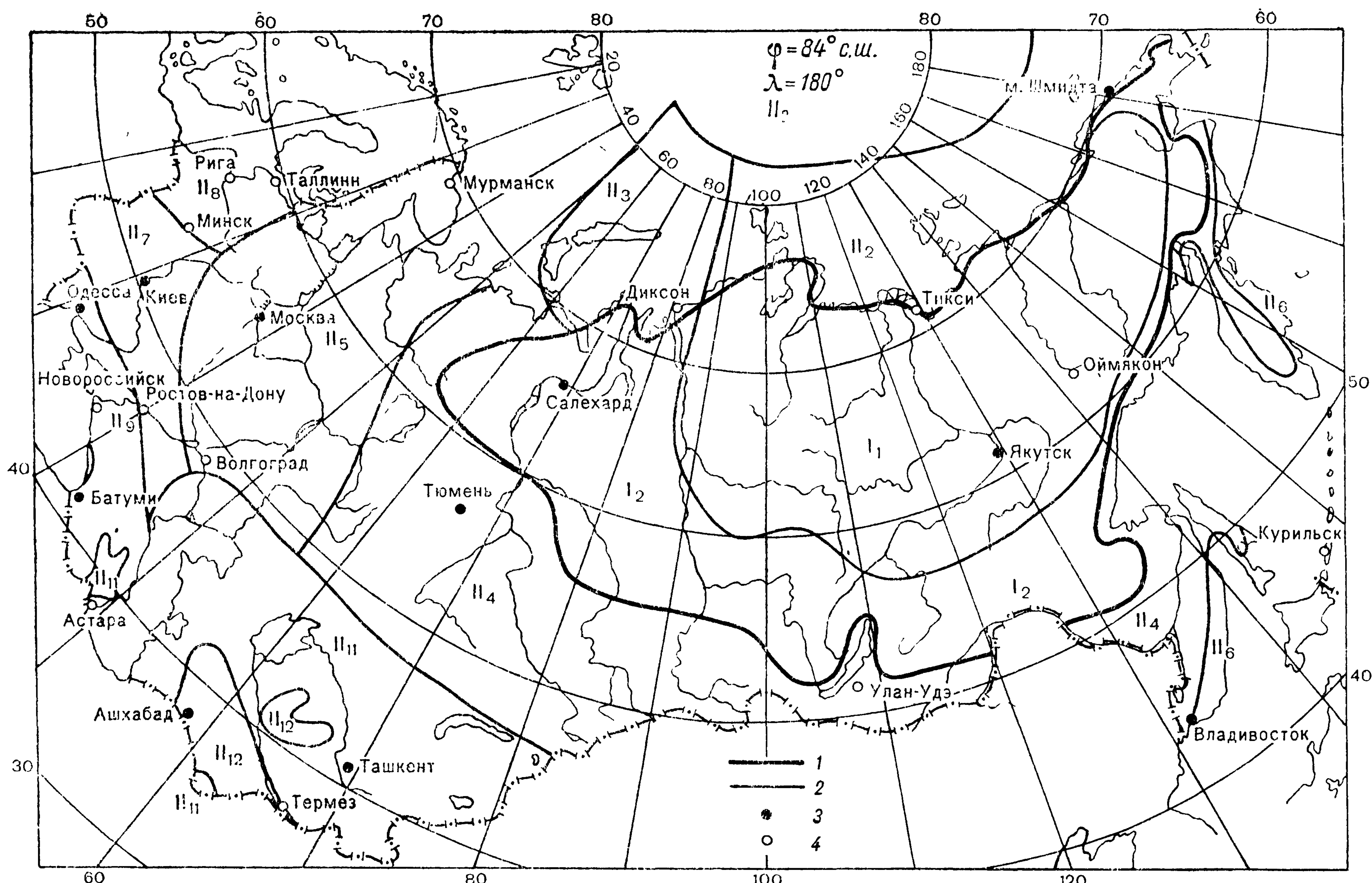


Рис. 2.3.3. Районирование территории СССР по критериям воздействия климата на технические изделия и материалы.

1 — **граница макроклиматических** районов, *2* — граница климатических районов, *3* — представительный пункт, *4* — **экстремальный пункт.**

Макроклиматический район	Климатический район	Обозначение
Холодный	Очень холодный	I_1
	Холодный	I_2
Умеренный	Арктический приполюсный	II_1
	Арктический восточный	II_2
	Арктический западный	II_3
	Умеренно холодный	II_4
	Умеренный	II_5
	Умеренно влажный	II_6
	Умеренно теплый	II_7
	Умеренно теплый влажный	II_8
	Умеренно теплый с мягкой зимой	II_9
	Теплый влажный	II_{10}
	Жаркий сухой	II_{11}
	Очень жаркий сухой	II_{12}
Горы выше 2000 м	Средняя Азия	$(I+II)_A$
	Кавказ	II К

Таблица 2.3.13

Средняя температура воздуха (°C) по месяцам для районов Антарктиды

Климатический район	Пункт	Параметры	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Очень холодный со слабым и умеренным ветром	Восток	$\overline{T}$	—32,2	—44,2	—58,0	—64,9	—65,8	—6,53	—67,2	—68,6	—66,4	—57,1	—43,3	—32,2
		σ_T	1,6	1,3	2,2	2,3	2,4	2,7	2,6	3,5	3,5	1,8	1,3	1,4
	Амундсен-Скотт	$\overline{T}$	—28,0	—40,3	—54,4	—57,3	—57,3	—57,9	—60,1	—59,4	—59,0	—50,7	—38,7	—28,0
		σ_T	1,7	1,7	1,6	2,7	2,2	3,0	2,5	2,5	2,5	2,2	1,5	1,7
Очень холодный с сильным ветром	Бэрд	$\overline{T}$	—14,4	—18,8	—27,4	—29,9	—31,9	—34,4	—35,8	—36,8	—36,6	—30,2	—21,0	—14,5
		σ_T	1,5	3,8	2,5	4,0	4,2	4,4	3,4	3,8	3,7	2,8	1,7	1,4
Холодный с сильным ветром	Пионерская	$\overline{T}$	—23,3	—32,4	—38,3	—39,2	—42,6	—46,1	—47,3	—48,3	—44,4	—39,4	—31,5	—23,1
	Мицухо	$\overline{T}$	—19,0	—24,4	—31,6	—36,6	—37,7	—40,4	—39,4	—39,8	—38,5	—34,6	—24,5	—18,1
Холодный с умеренным ветром	Халли	$\overline{T}$	—4,8	—10,0	—16,4	—20,1	—23,9	—26,5	—29,2	—28,9	—26,1	—19,2	—11,8	—5,4
		σ_T	0,9	1,2	2,3	2,8	4,1	3,6	2,8	4,0	3,2	2,6	1,1	1,1
Умеренный с очень сильным ветром	Мирный	$\overline{T}$	—1,6	—5,3	—10,1	—13,9	—15,3	—15,4	—17,1	—17,5	—17,4	—13,5	—7,1	—2,4
		σ_T	1,0	0,9	1,4	2,0	2,6	2,2	2,3	2,8	2,6	2,0	1,3	1,0
	Молодежная	$\overline{T}$	—0,4	—4,1	—8,4	—11,5	—14,0	—16,7	—18,3	—18,8	—17,7	—13,6	—6,7	—1,3
		σ_T	0,9	0,9	1,2	1,6	1,5	1,4	2,3	2,6	2,0	1,2	1,1	0,9

Климатический район	Пункт	Параметр	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Умеренный с умеренным ветром и высокой влажностью	Аделейд-Айленд	$\overline{T}$	0,6	0,0	—1,6	—4,6	—6,5	—8,8	—9,7	—11,3	—8,0	—5,3	—2,3	0,1
		σ_T	0,7	0,9	1,5	2,3	2,5	3,6	3,7	3,9	2,4	2,4	1,0	0,6
	Беллинсгаузен	$\overline{T}$	1,1	1,2	0,1	—1,6	—4,3	—6,3	—7,0	—7,4	—4,4	—2,4	—1,1	0,3
		σ_T	0,5	0,6	0,9	1,2	1,9	2,1	2,8	1,8	1,5	1,1	0,6	0,5

Таблица 2.3.14

Средняя температура воздуха (°С) для районов океана

Макроклиматический район	Пункт	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Морской умеренный	Судно погоды *A* (62° с. ш., 33° з. д.)	2,1	2,7	3,2	4,0	5,8	7,7	9,4	9,9	8,7	6,3	4,8	2,9	5,6
(Атлантический океан)	Судно погоды *E* (35° с. ш., 48° з. д.)	17,8	16,7	17,2	17,7	19,2	22,1	25,0	26,2	25,1	23,1	21,1	19,5	20,9
Тропический морской	Кайенна (5° с. ш., 52° з. д.)	25,1	25,2	25,5	25,7	25,3	25,2	25,1	25,6	26,1	26,3	26,0	25,4	25,5
(Атлантический океан)	Майами (26° с. ш., 80° з. д.)	19,4	19,9	21,4	23,4	25,3	27,1	27,7	27,9	27,4	25,4	22,4	20,1	23,9
Тропический морской	Таити (17°32′ ю. ш., 149°35′ з. д.)	26,7	26,8	27,1	26,9	26,0	25,3	24,8	24,8	25,1	25,7	26,3	26,6	26,0
(Тихий океан)	Кэмпбэл (52°33′ ю. ш., 169°07′ в. д.)	9,3	9,2	8,5	7,3	6,1	4,9	4,8	5,1	5,6	6,2	7,1	8,5	6,9
Тропический морской (Индийский океан)	Миникой (8°18′ с. ш., 73°00′ в. д.)	26,2	26,6	27,6	28,7	28,8	27,8	27,3	27,3	27,3	27,1	26,4	26,4	27,3
Морской (Тихий океан)	Судно погоды *P* (50° с.ш., 145° з. д.)	5,1	5,1	4,6	5,3	6,9	8,8	11,3	13,3	13,1	10,7	8,1	5,9	8,2
	Судно погоды (48° с. ш., 162° в. д.)	0,1	—1,9	0,2	0,8	2,6	5,0	7,8	11,4	11,3	8,5	3,1	0,4	4,1
	Кваджалейн (8°45′ с. ш., 165°46′ в. д.)	26,7	26,7	26,9	27,1	27,3	27,4	27,6	27,7	27,7	27,7	27,4	27,1	27,3
	Гонолулу (21°20′ с. ш., 157°55′ з. д.)	22,5	22,4	22,7	23,4	24,4	25,5	26,0	26,3	26,2	25,7	24,4	23,1	24,1

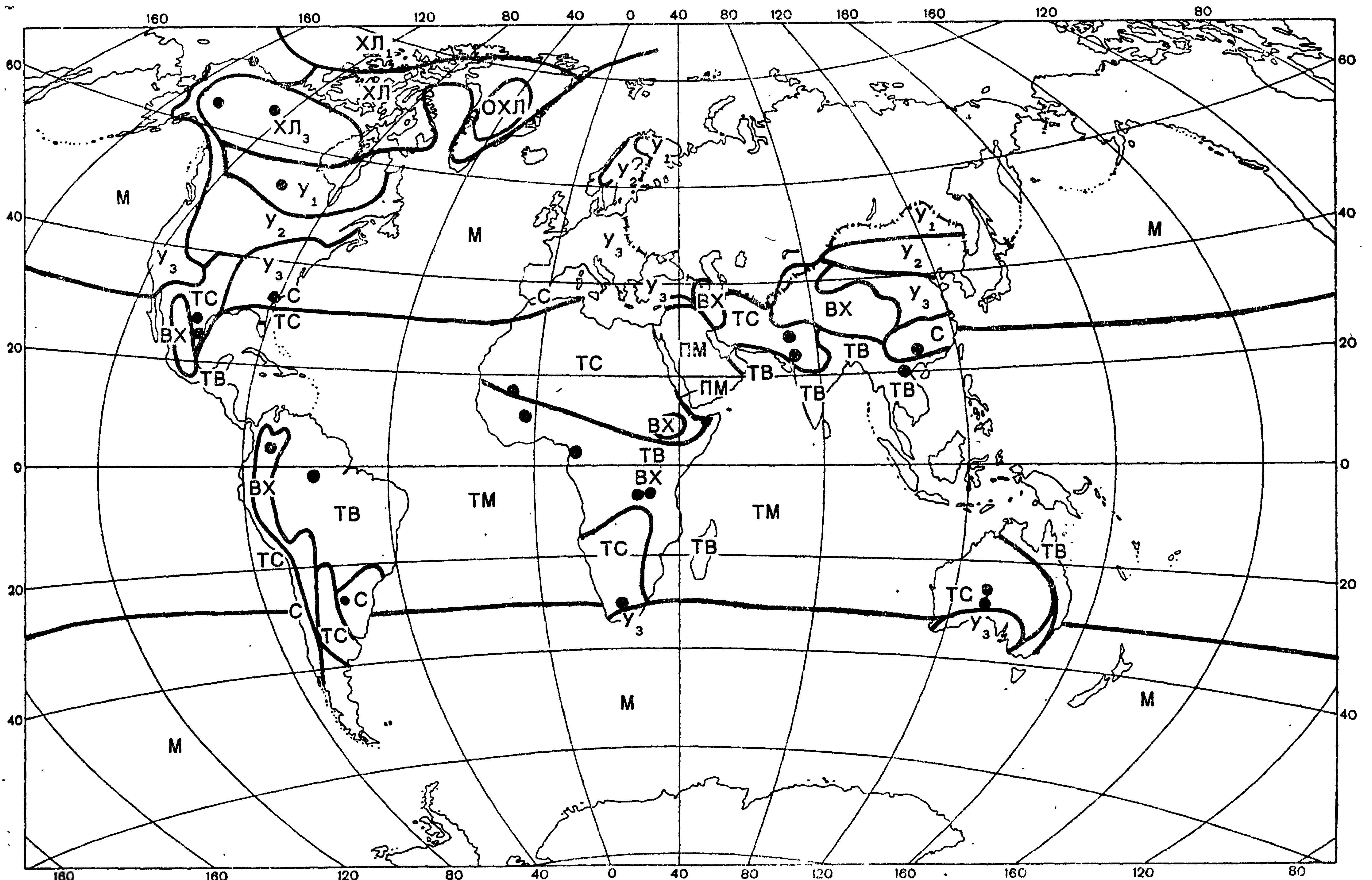
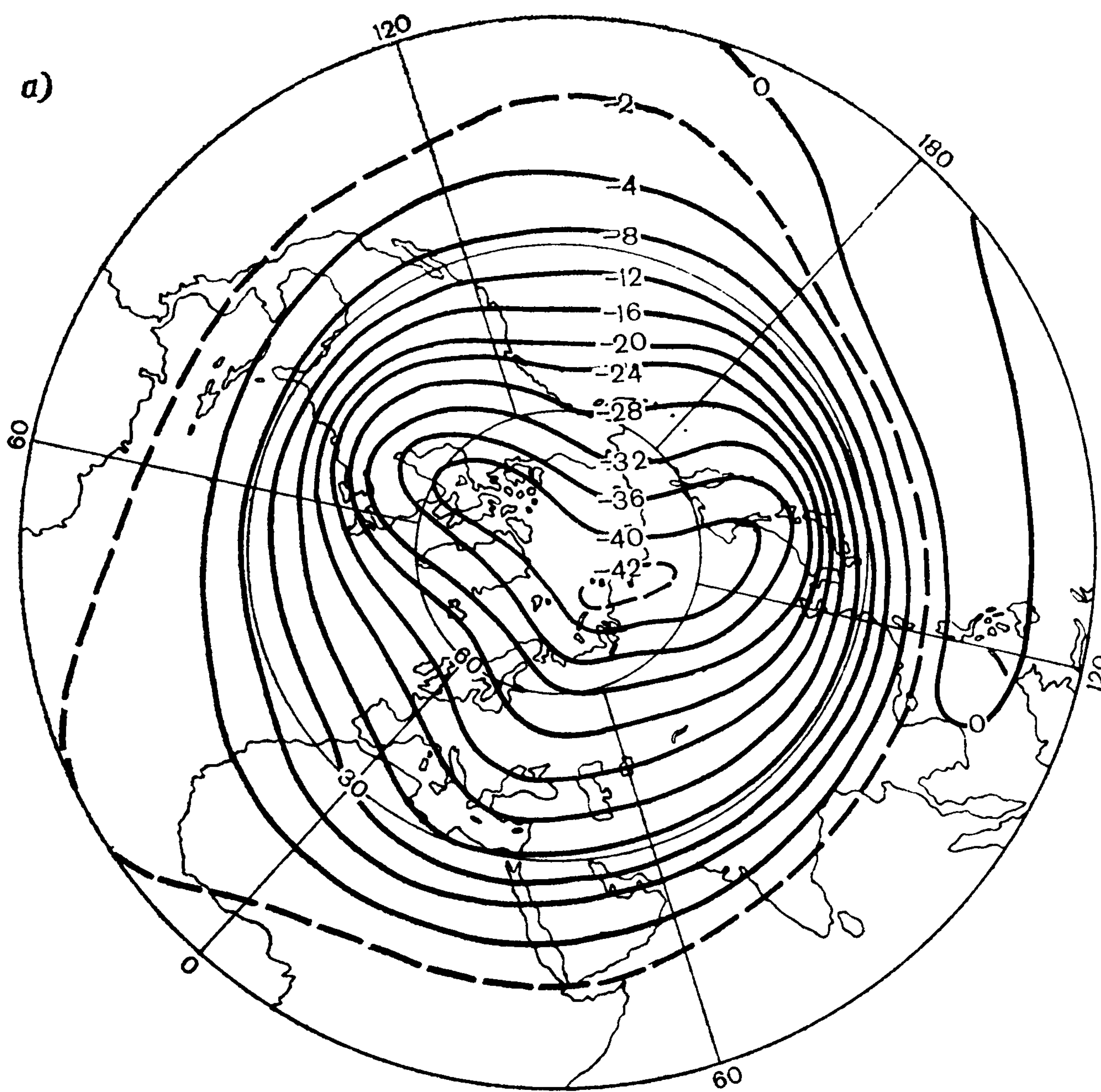


Рис. 2.3.4. Районирование земного шара по критериям воздействия климата на технические изделия и материалы.

Климатические районы: ТС — тропический сухой, ТВ — тропический влажный, С — субтропический, ВХ — горы выше 2400 м, ХЛ — холодный, ОХЛ — очень холодный, $ХЛ_1$ — холодный с очень влажным летом, $ХЛ_2$ — холодный с холодным летом, $ХЛ_3$ — холодный с теплым летом, У — умеренный, $У_1$ — умеренно холодный, $У_2$ — умеренный, $У_3$ — умеренно теплый, М — морской, ПМ — морской подрайон, ТМ — тропический морской.



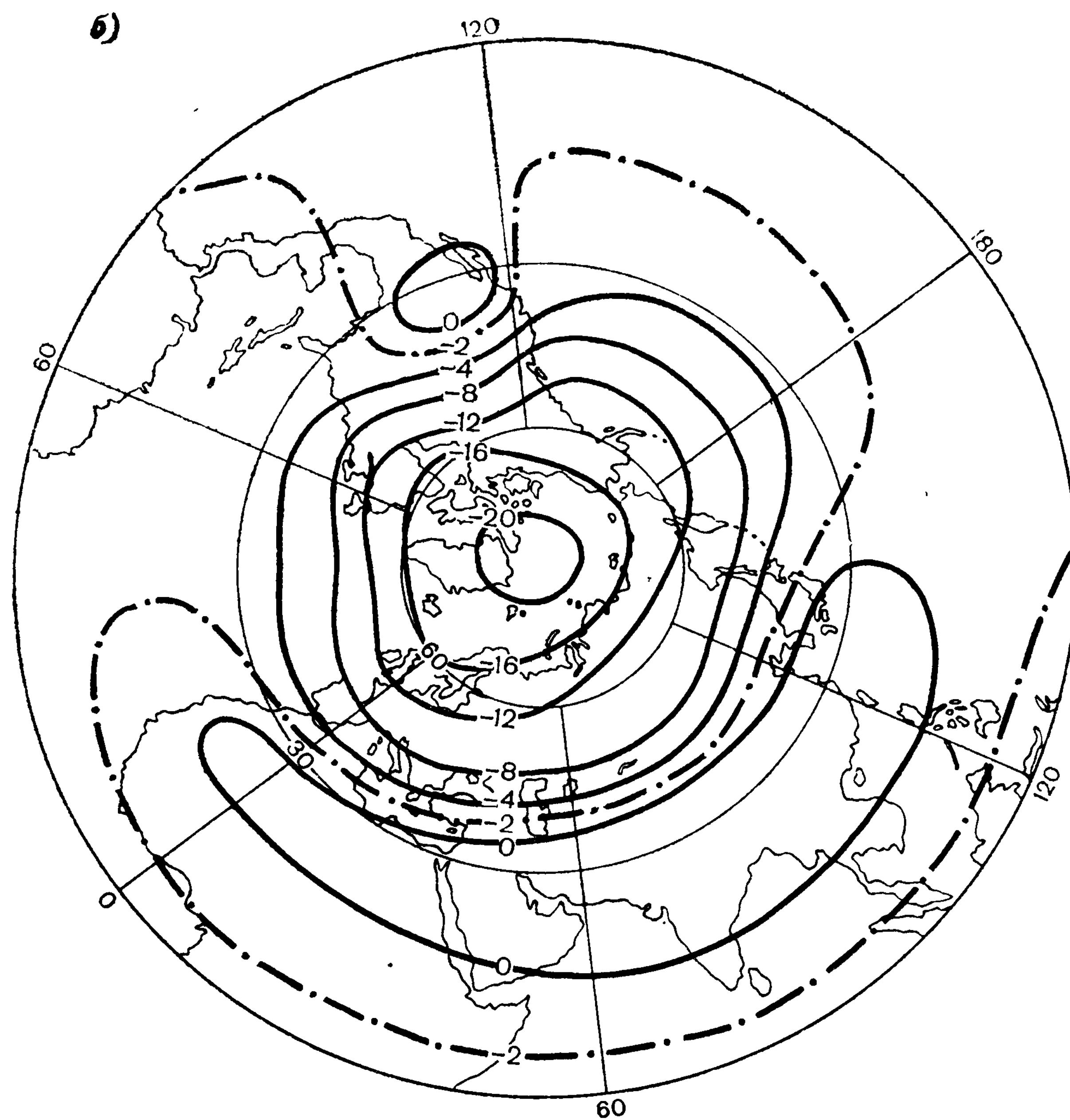
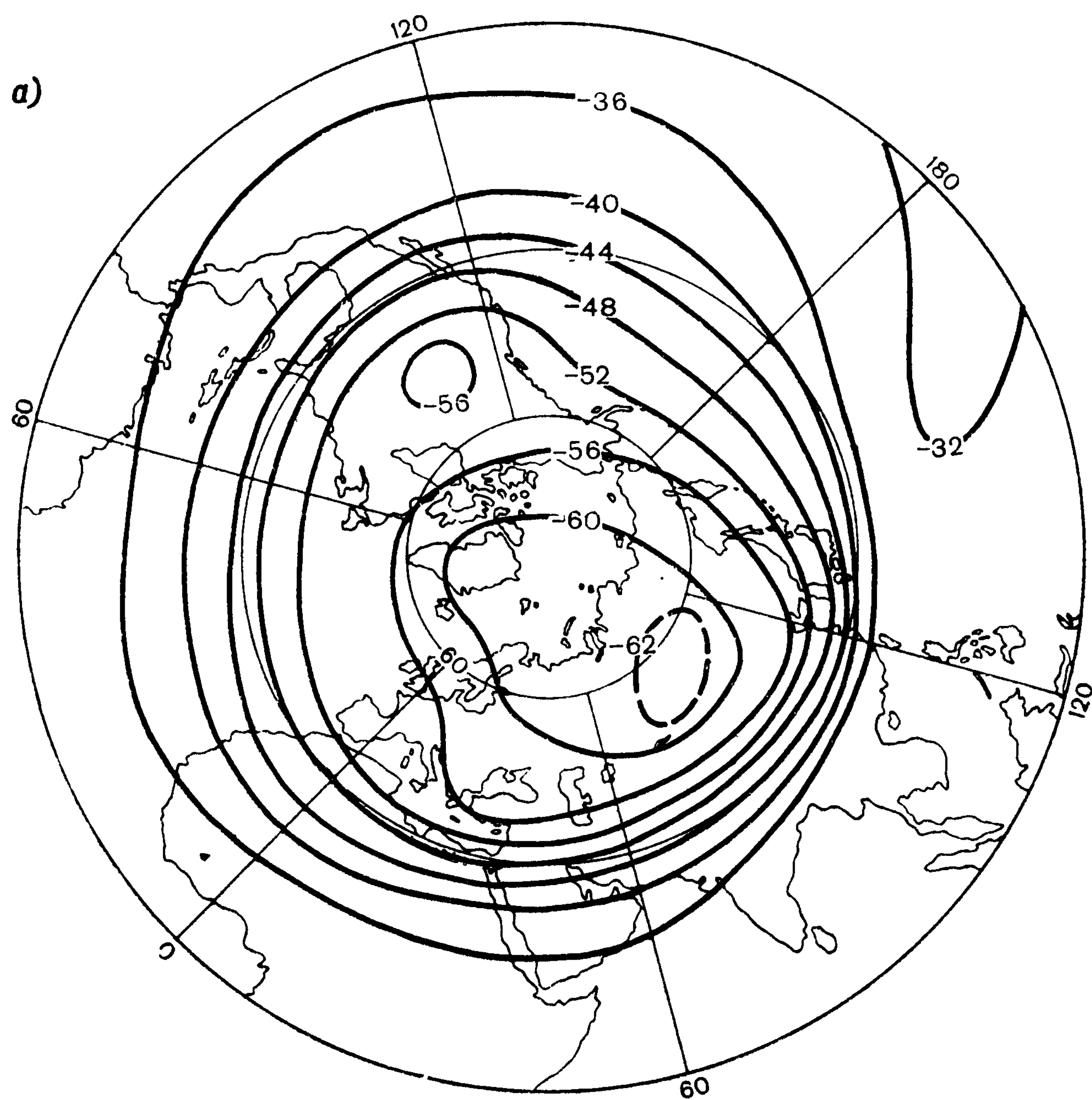


Рис. 2.3.5. Средняя температура воздуха (°С) в северном полушарии на высоте 5 км в январе (*а*) и июле (*б*).



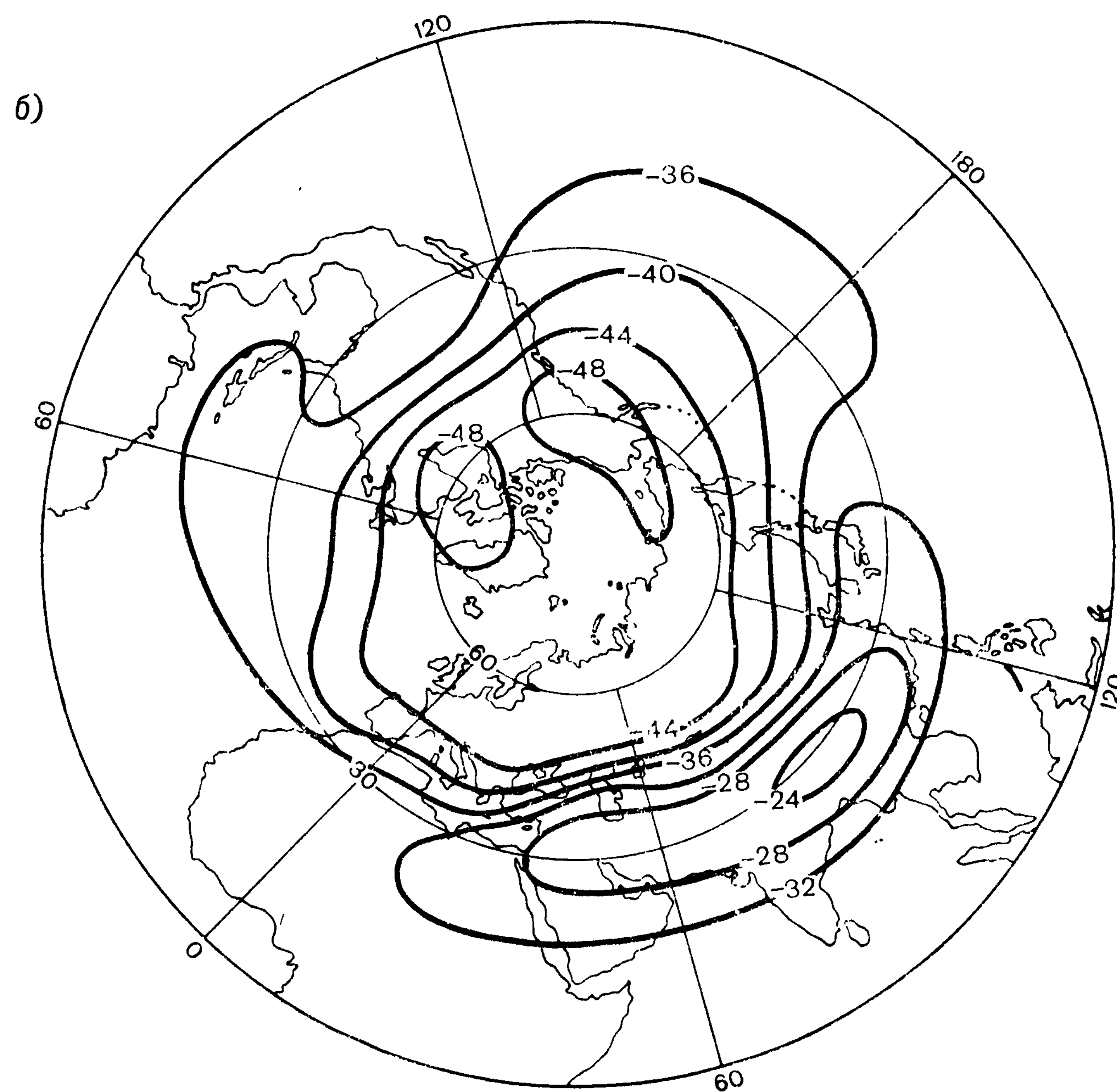
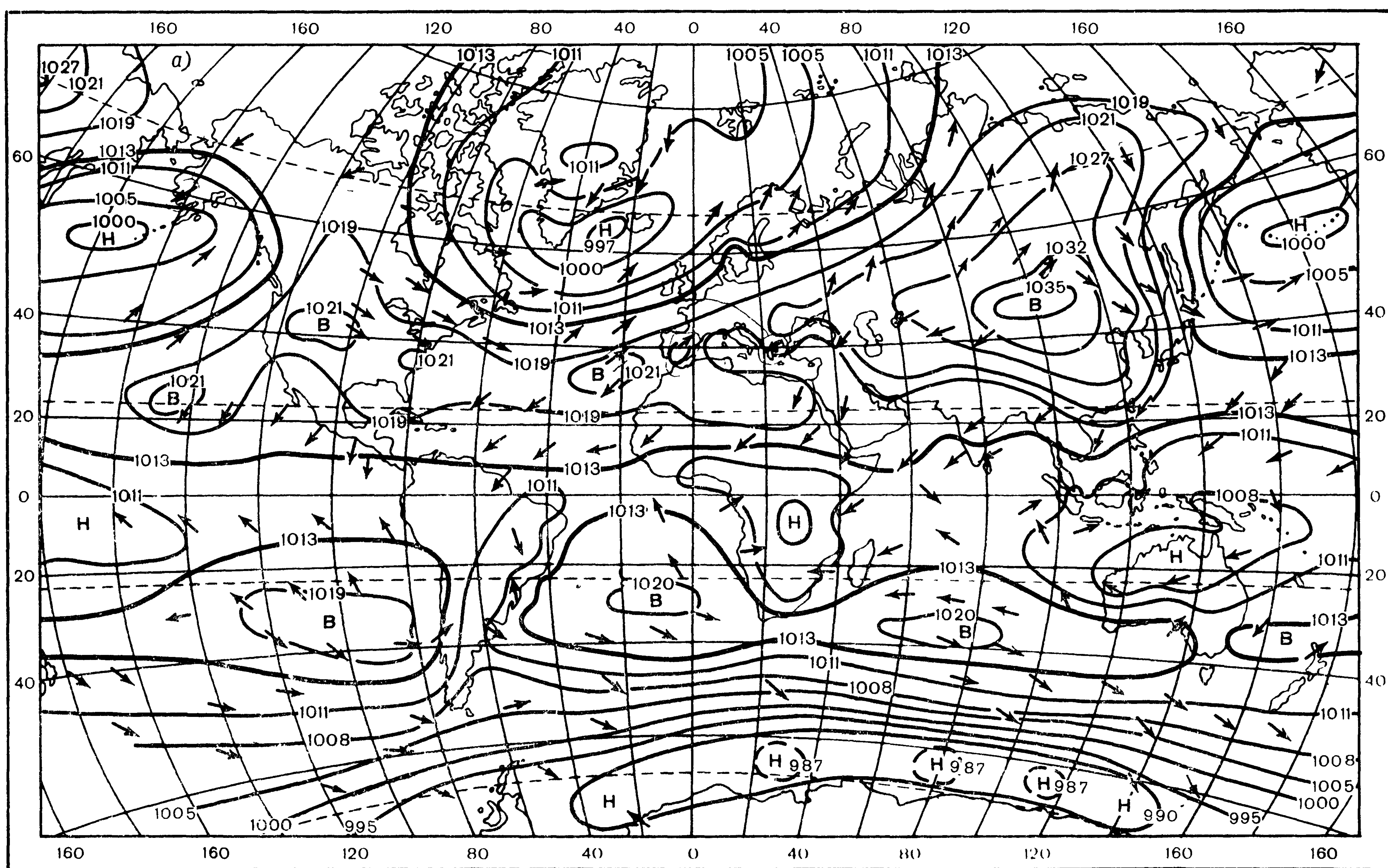


Рис. 2.3.6. Средняя температура воздуха (°С) в северном полушарии на высоте 10 км в январе (*а*) и июле (*б*).



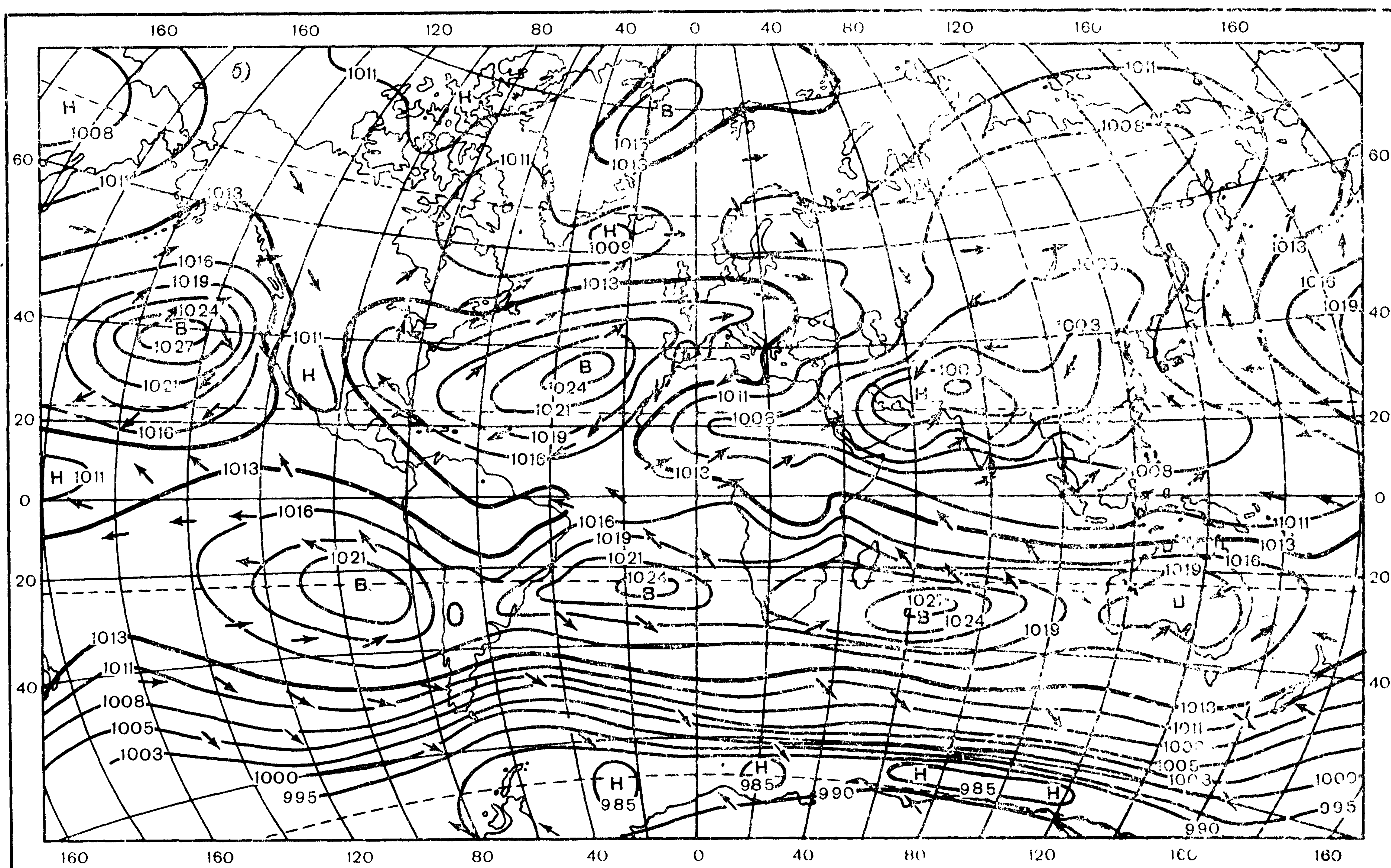
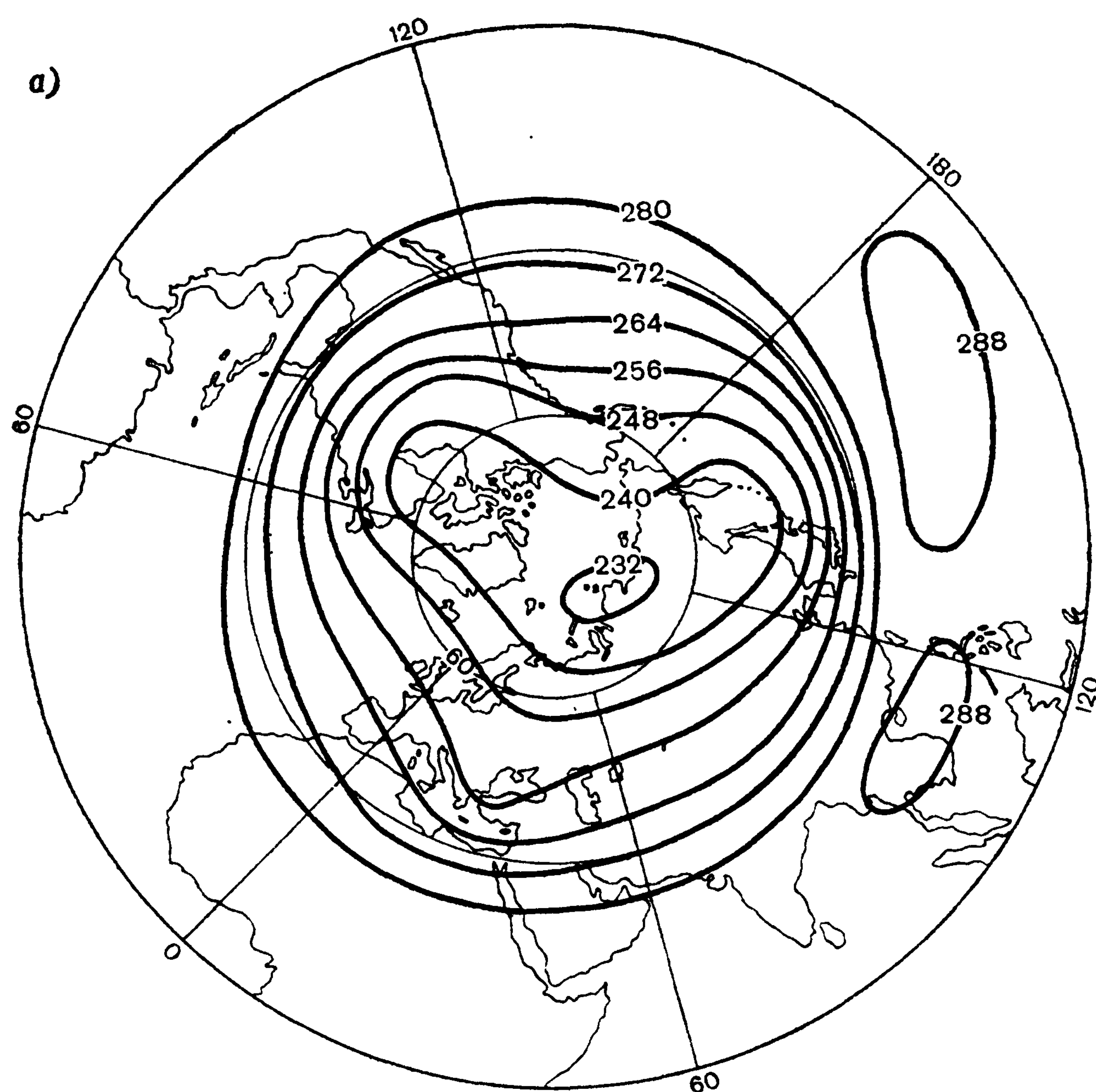


Рис. 2.3.7. Среднее давление воздуха (гПа) на уровне моря в январе (*а*) и июле (*б*).



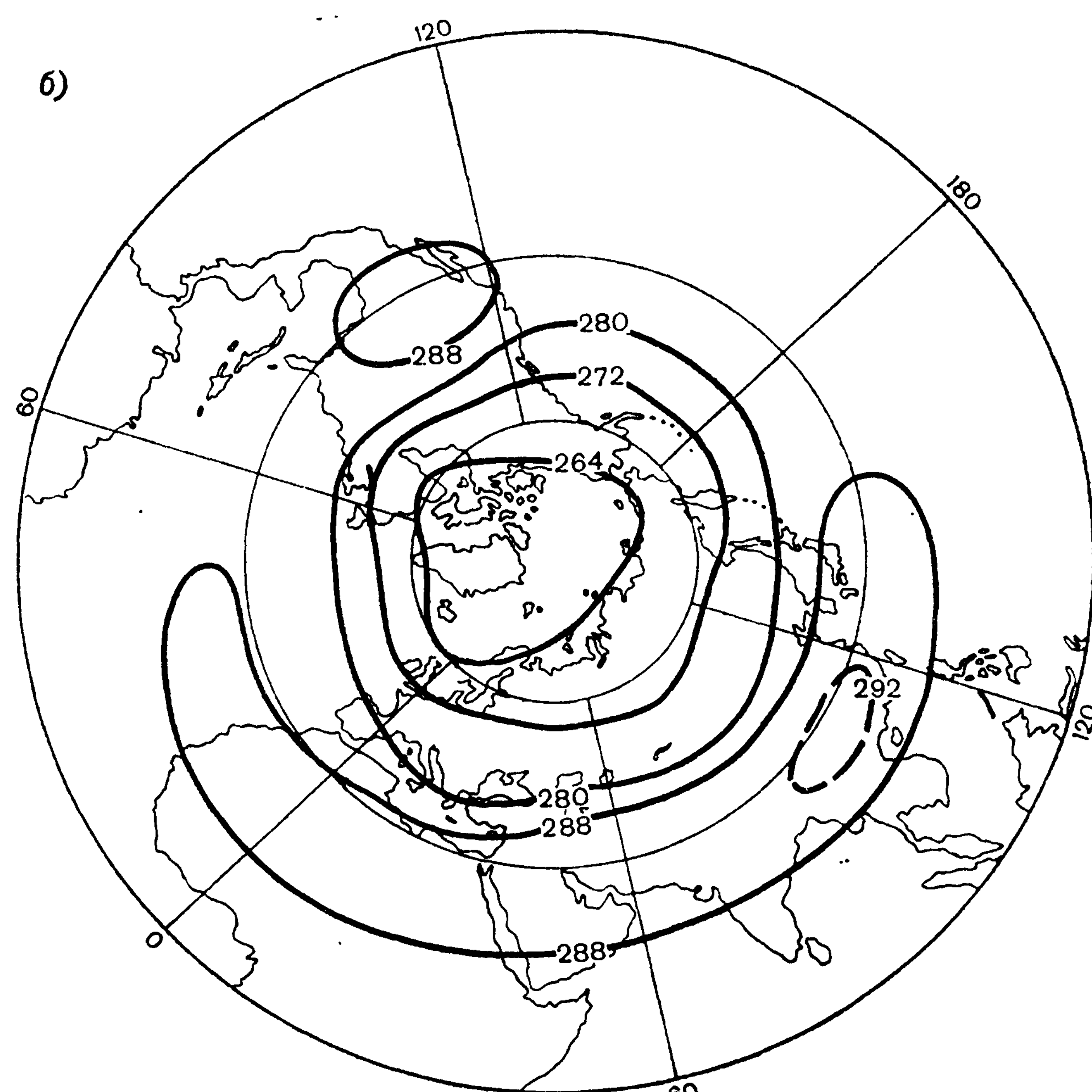
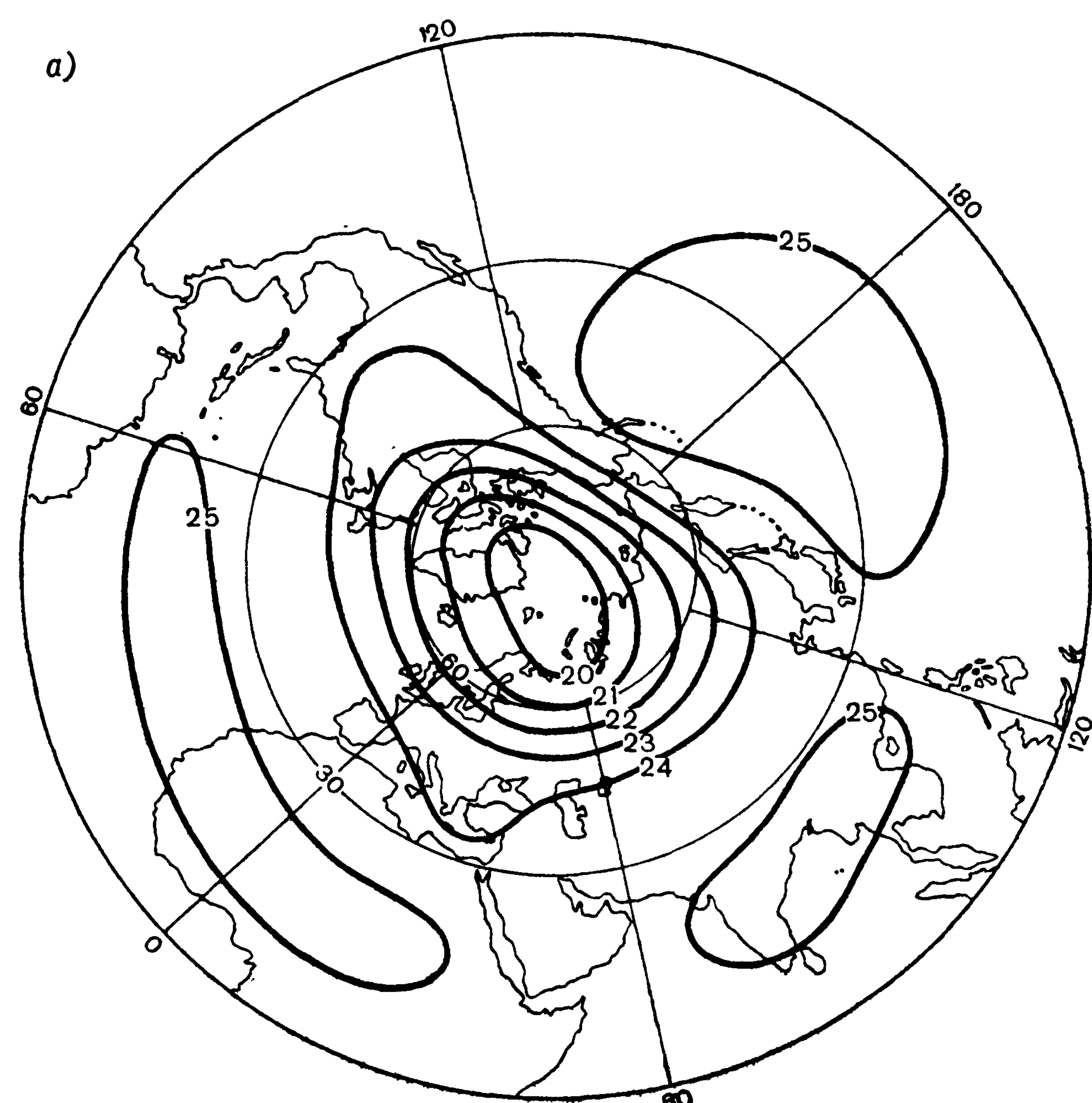


Рис. 2.3.8. Среднее давление воздуха (гПа) на высоте 10 км в северном полушарии в январе (*а*) и июле (*б*).



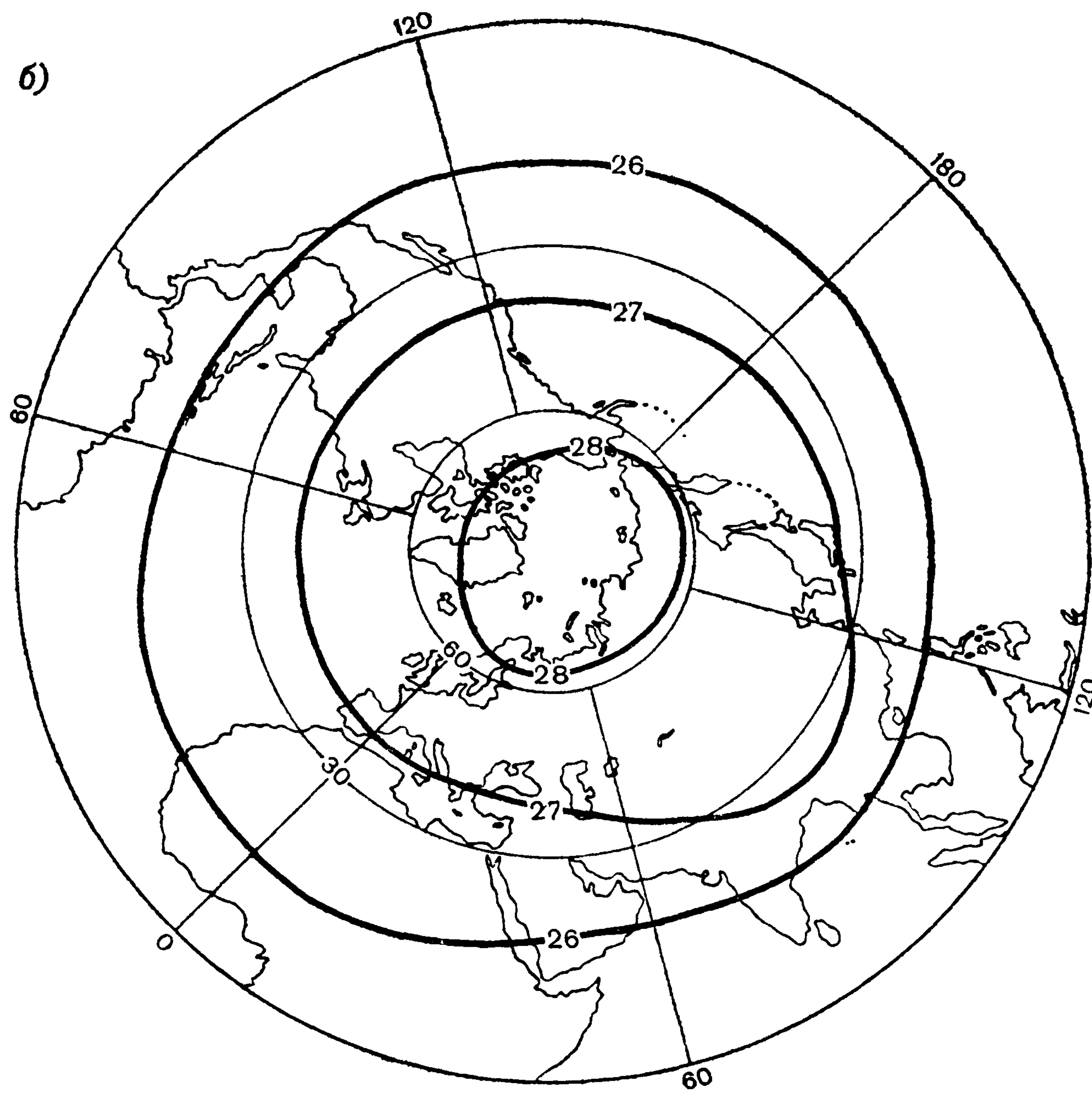


Рис. 2.3.9. Среднее давление воздуха (гПа) на высоте 25 км в северном полушарии в январе (*а*) и июле (*б*).

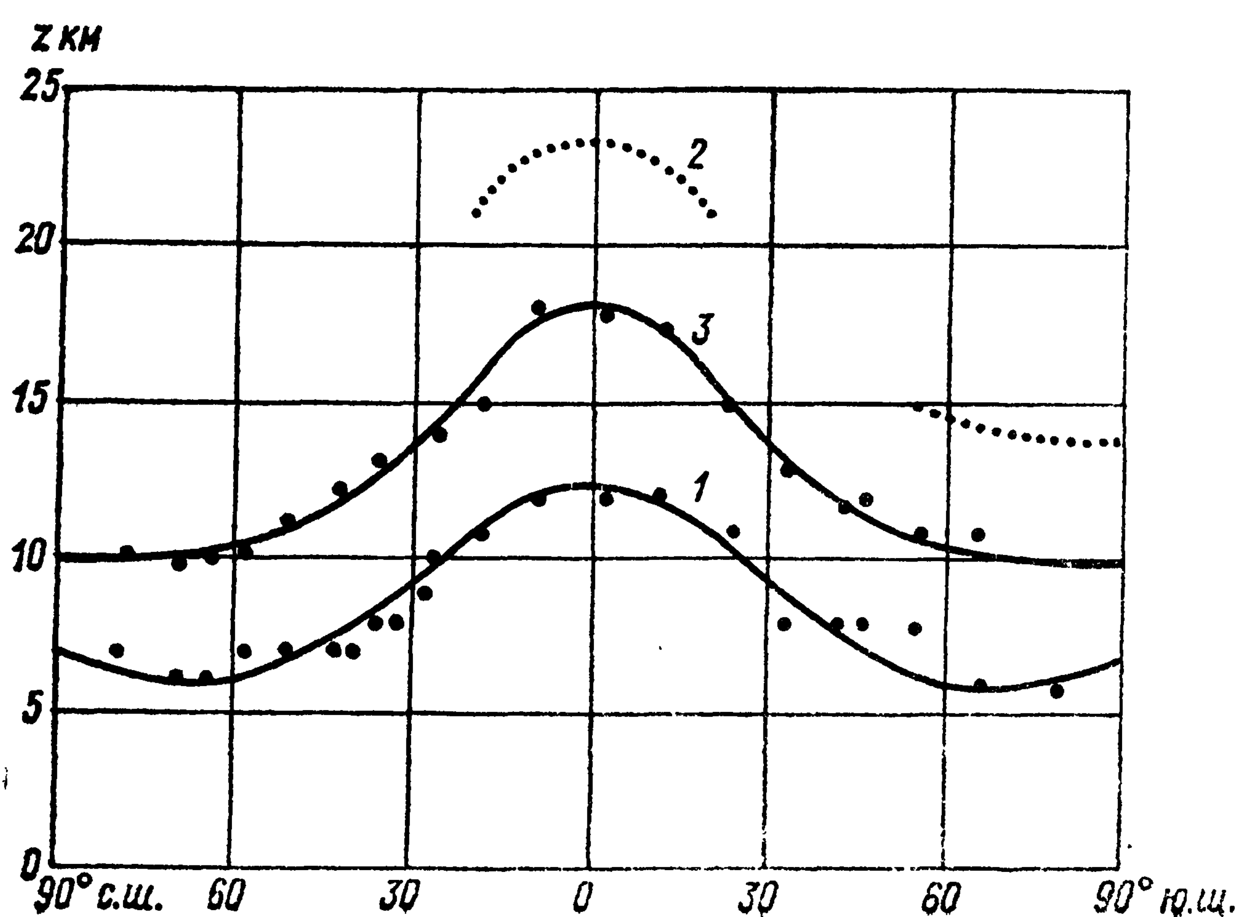


Рис. 2.3.10. Средняя зональная высота первого (*1*) и второго (*2*) изопикнических уровней и уровня максимальной изменчивости плотности воздуха (*3*).

2.4. ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И КОРРЕЛЯЦИИ

В большинстве случаев температура, давление и плотность хорошо описываются нормальным распределением [37, 56, 75, 76]. На рис. 2.4.1, 2.4.2 [83] показаны вертикальные профили коэффициентов вариации $\sigma_P/\overline{P}$, $\sigma_T/\overline{T}$, $\sigma_\rho/\overline{\rho}$ и взаимных корреляций $r_{\rho T}$, r_{PT}, $r_{P\rho}$. Эмпирические расчеты корреляций использованы для получения набора значений

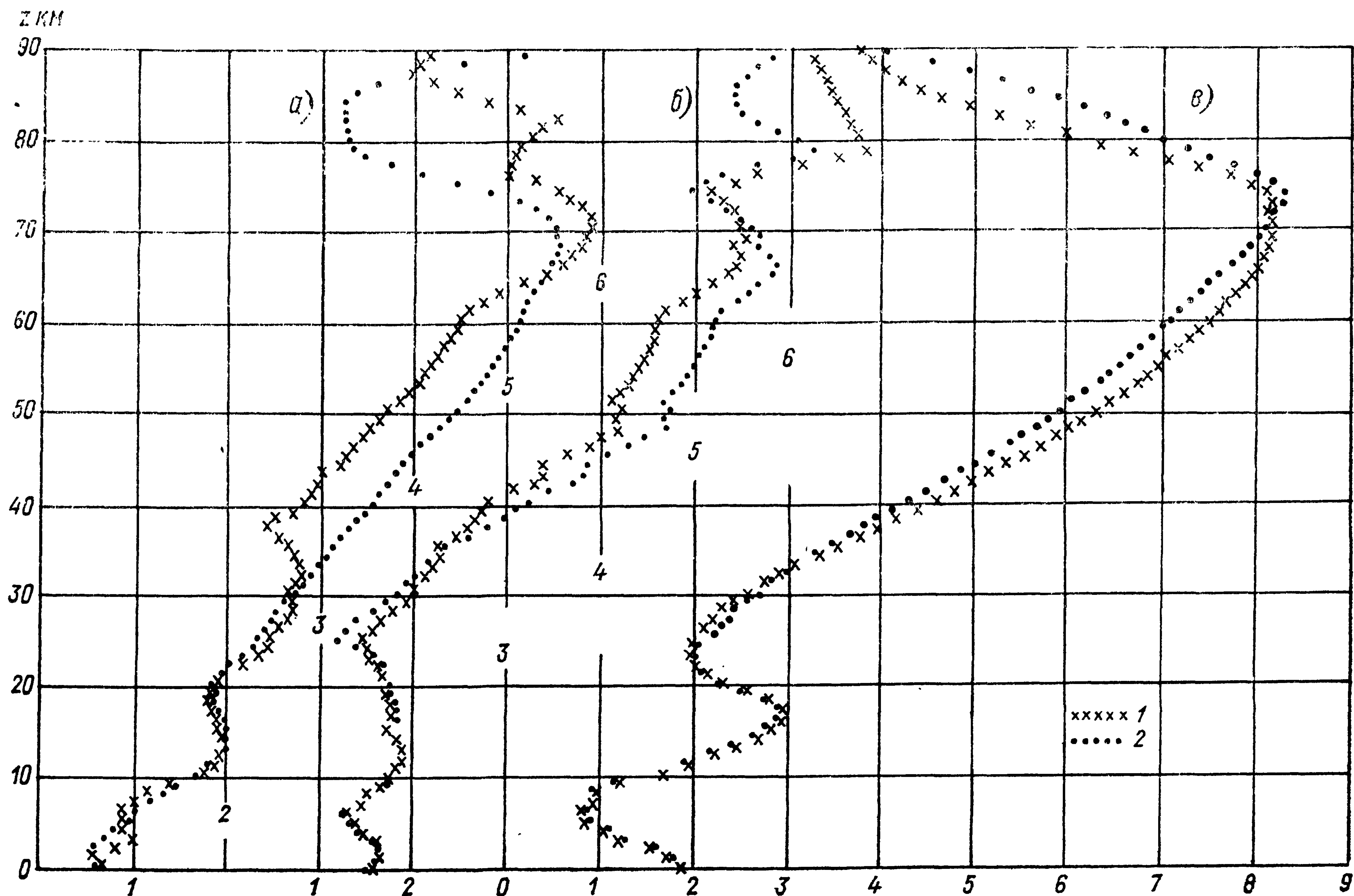


Рис. 2.4.1. Вертикальные профили коэффициентов вариации для Кейп-Кеннеди по эмпирическим расчетам (1) и согласованным данным (2).

а) $\sigma_p/\overline{p}$, б) $\sigma_T/\overline{T}$, в) $\sigma_\rho/\overline{\rho}$.

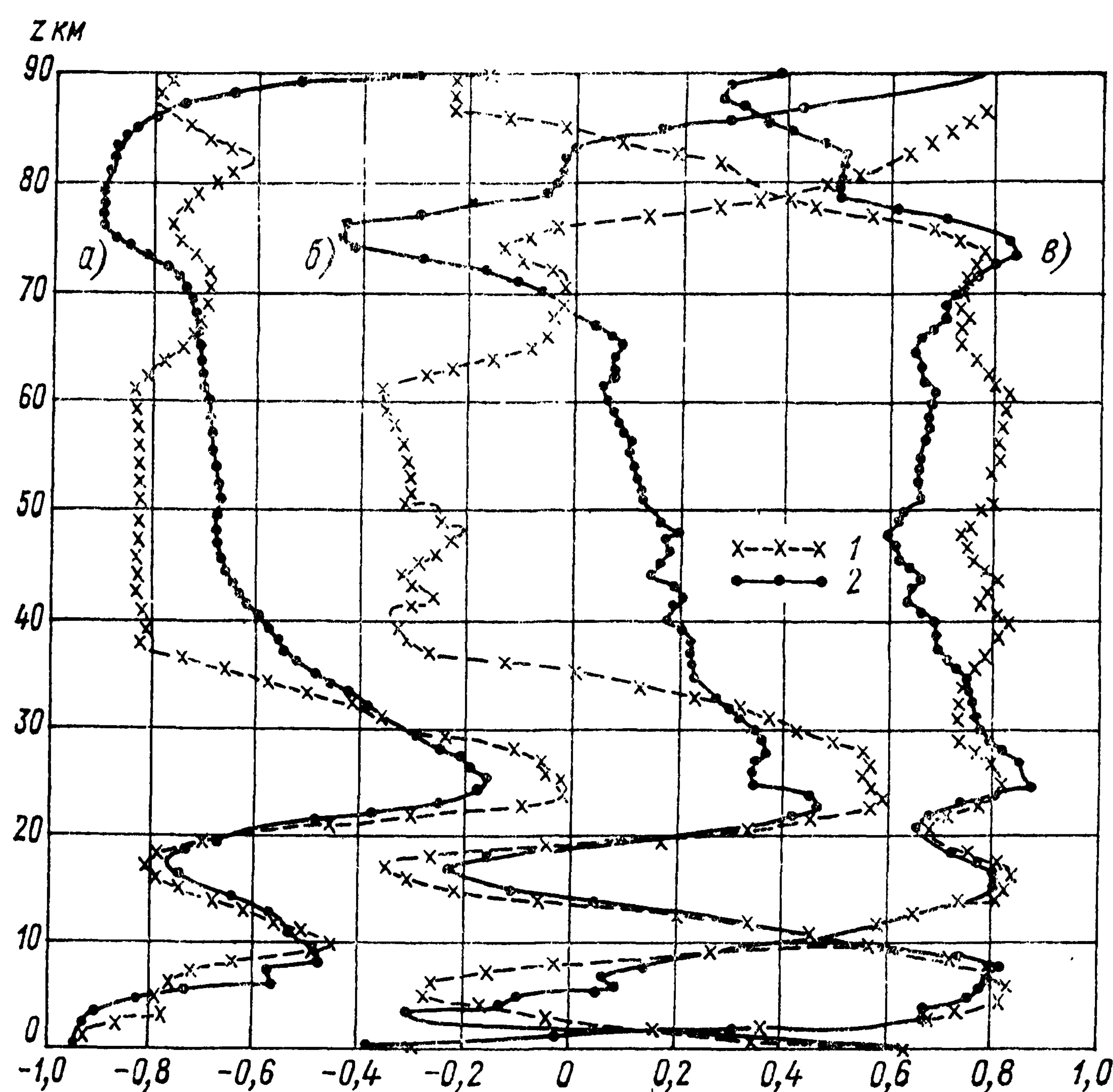


Рис. 2.4.2. Вертикальные профили взаимных корреляций для Кейп-Кеннеди по эмпирическим расчетам (1) и согласованным данным (2).

а) $r_{\rho T}$, б) r_{pT}, в) $r_{p\rho}$.

корреляций, согласованных в соответствии с уравнением состояния газа и уравнением статики атмосферы.

Общее представление о временно́й автокорреляции дает рис. 2.4.3 [86]. При физической зависимости геопотенциала, давления, плотности и температуры воздуха поля временно́й и горизонтальной пространственной корреляции одной из величин. Наибольшие значения временны́х автокорреляций со сдвигом в сутки наблюдаются в полярных районах и в восточных частях океанов. Хорошо выраженные минимумы автокорреляции существуют на восточных побережьях Азии и Северной Америки. Эти минимумы более выражены зимой; летом они ослабевают и смещаются севернее. Однако общая картина поля автокорреляций остается однотипной во все сезоны и сходна для разных высот тропосферы. В верхней тропосфере лишь несколько слабее выражены минимумы. В тропиках коэффициент автокорреляции имеет более высокие значения, отражающие большую инерцию процессов в этом широтном поясе. Для модельного представления временно́й автокорреляции во многих случаях можно ограничиться моделью авторегрессии первого порядка.

Географические изменения в структуре вертикальных корреляций показывают корреляции геопотенциала изобарических поверхностей 1000 и 500 гПа на рис. 2.4.4 [82]. Наибольшие значения коэффициента корреляции отмечаются над океанами, особенно над их восточными частями. Над сушей корреляции слабее, а над подветренными участками возвышенностей коэффициент корреляции отрицательный. Подобное географическое распределение вертикальных корреляций геопотенциала изобарических поверхностей 1000 и 500 гПа с некоторыми смещениями наблюдаются и в другие сезоны. В работе [82] также показано, что корреляция геопотенциала изобарических поверхностей 1000 и 500 гПа хорошо отражает структуру вертикальных корреляций во всей тропосфере.

При модельном представлении вертикальной корреляции вертикальную координату задают в виде $\ln(p/p_0)$, где p_0 —

давление на исходном уровне. В задачах статистического моделирования вертикальных профилей метеовеличин применяют каноническое разложение [78].

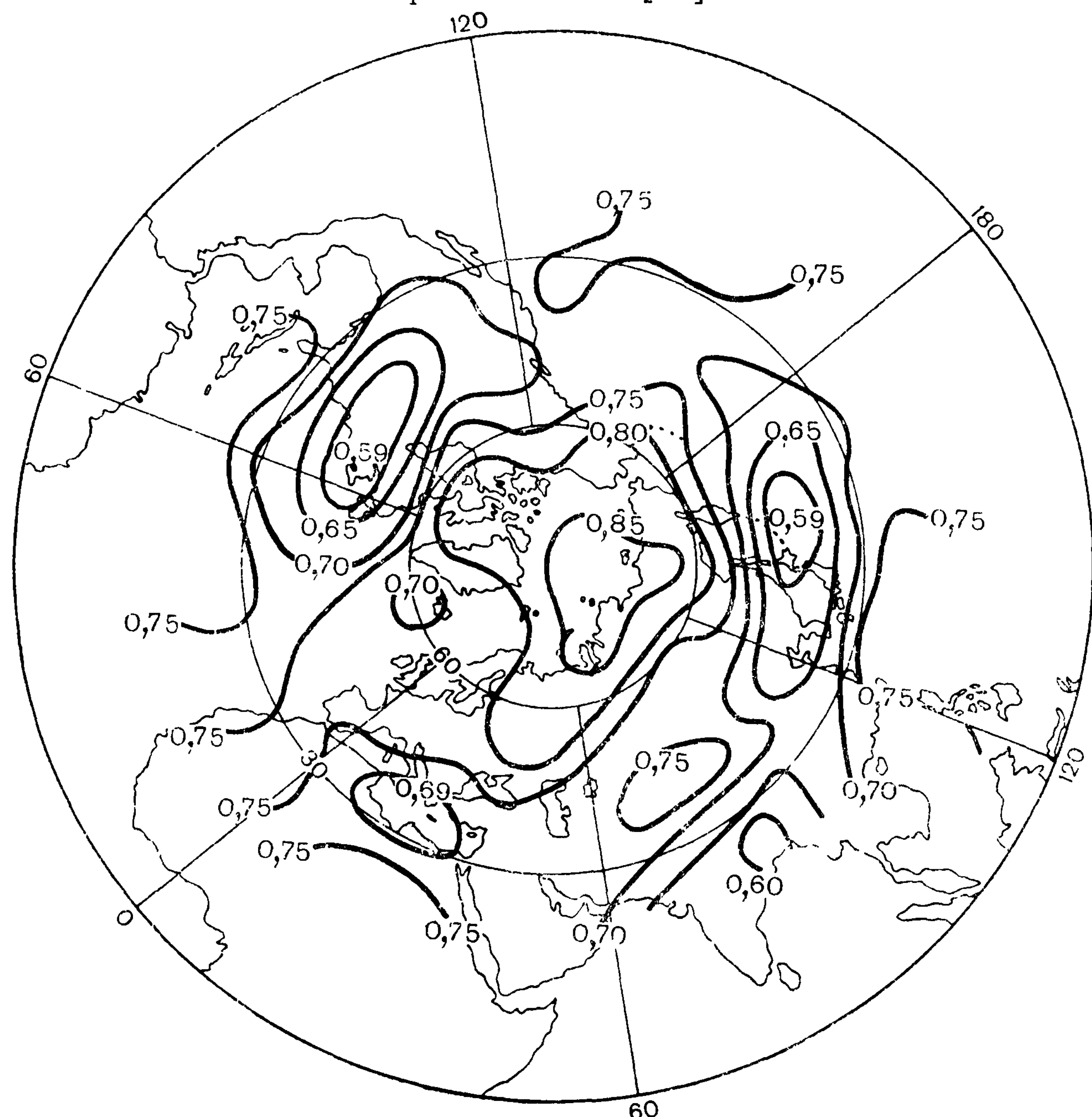


Рис. 2.4.3. Автокорреляция геопотенциальных высот изобарической поверхности 500 гПа в северном полушарии зимой при сдвиге в одни сутки и исключении годового и полугодового циклов.

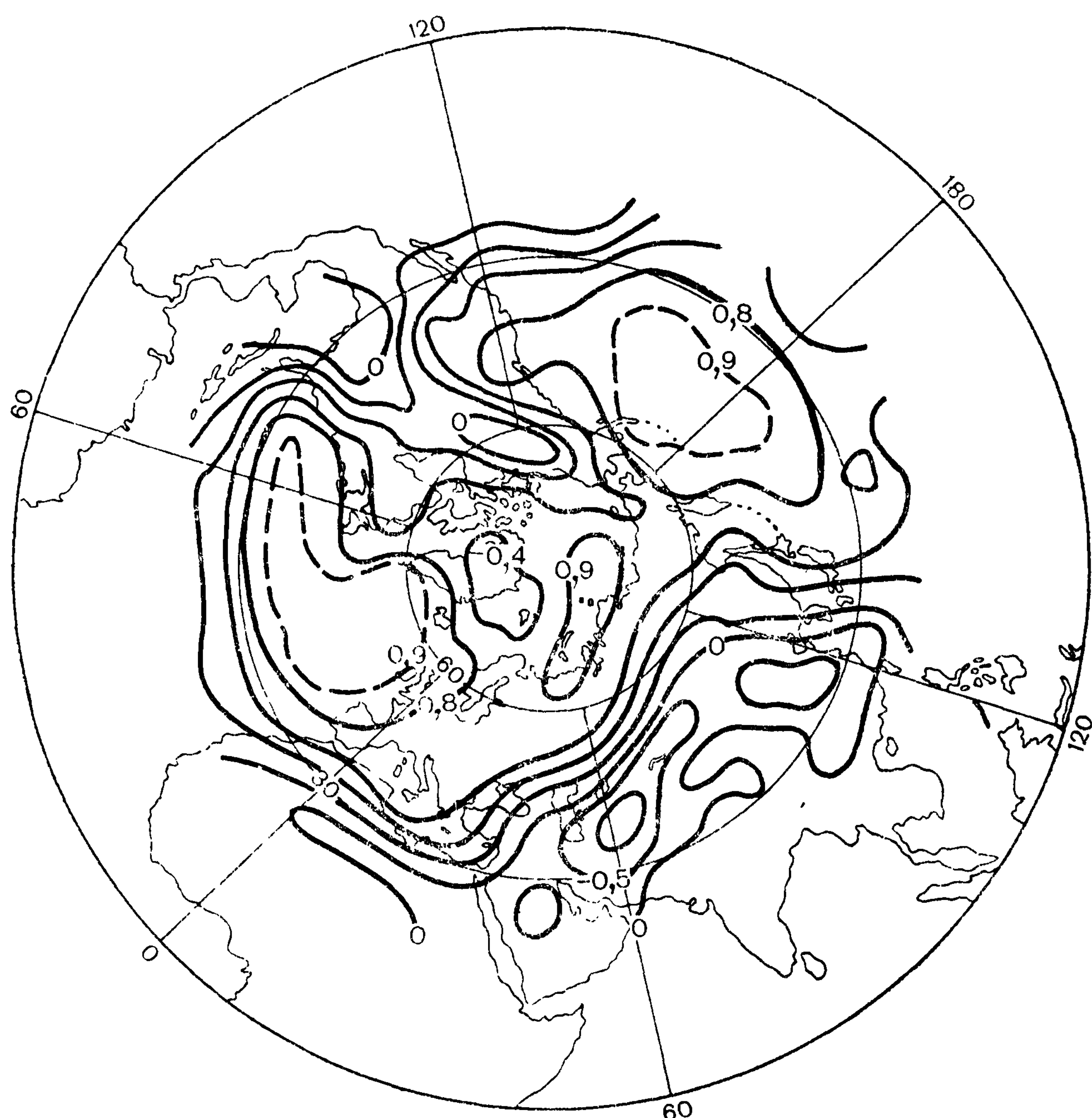


Рис. 2.4.4. Корреляция геопотенциальных высоты изобарических поверхностей 1000 и 500 гПа в северном полушарии зимой.

Характер горизонтальной пространственной корреляции демонстрирует рис. 2.4.5 [91] для геопотенциала изобарической поверхности 500 гПа. Модельная аппроксимация этого поля корреляции для умеренных широт имеет вид

$$r_{z,\,z}(\Delta\varphi,\ \Delta\lambda) = \prod_{\rho_j = \Delta\varphi,\ \Delta\lambda} e^{-c_j \rho_j} \times$$

$$\times \left[\cos(a_j\,|\,\rho_j\,|) + \frac{c_j}{a_j}\sin(a_j\,|\,\rho_j\,|)\right],$$

где для зимы зональный фактор $a = 7{,}76$; $c = 1{,}51$ и меридиональный фактор $a = 6{,}69$; $c = 6{,}12$.

В тропической зоне коэффициенты вертикальной и горизонтальной корреляции убывают заметно быстрее. Для представления многомерной структуры корреляций одномерные модели объединяют путем перемножения или используют приемы преобразования координат [58].

2.5. ТРОПОПАУЗА

Наиболее важная в прикладных задачах характеристика тропопаузы — ее высота. На рис. 2.5.1 [46] приведены поля высоты тропопаузы для января и июня. Заметная зональ-

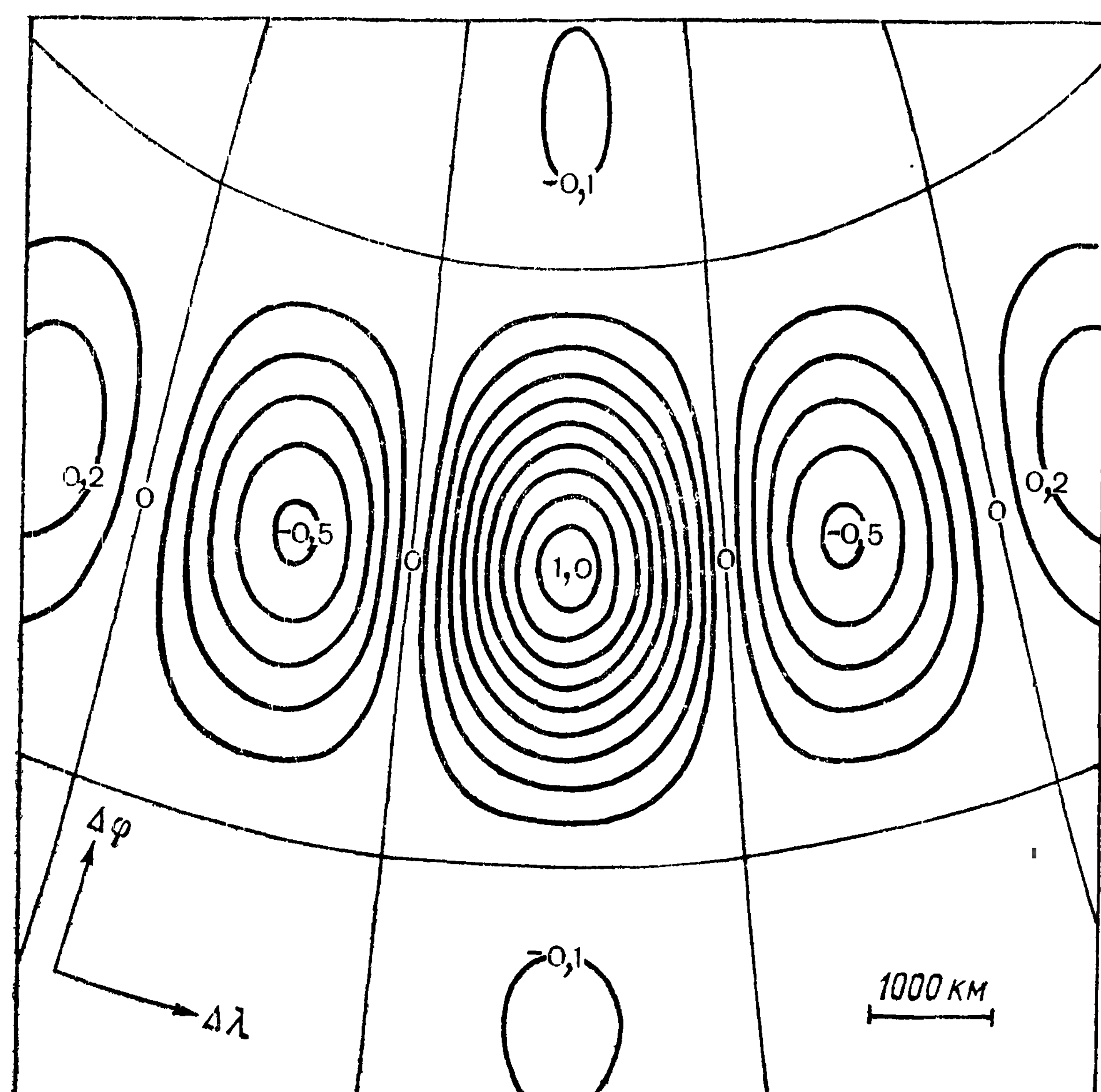
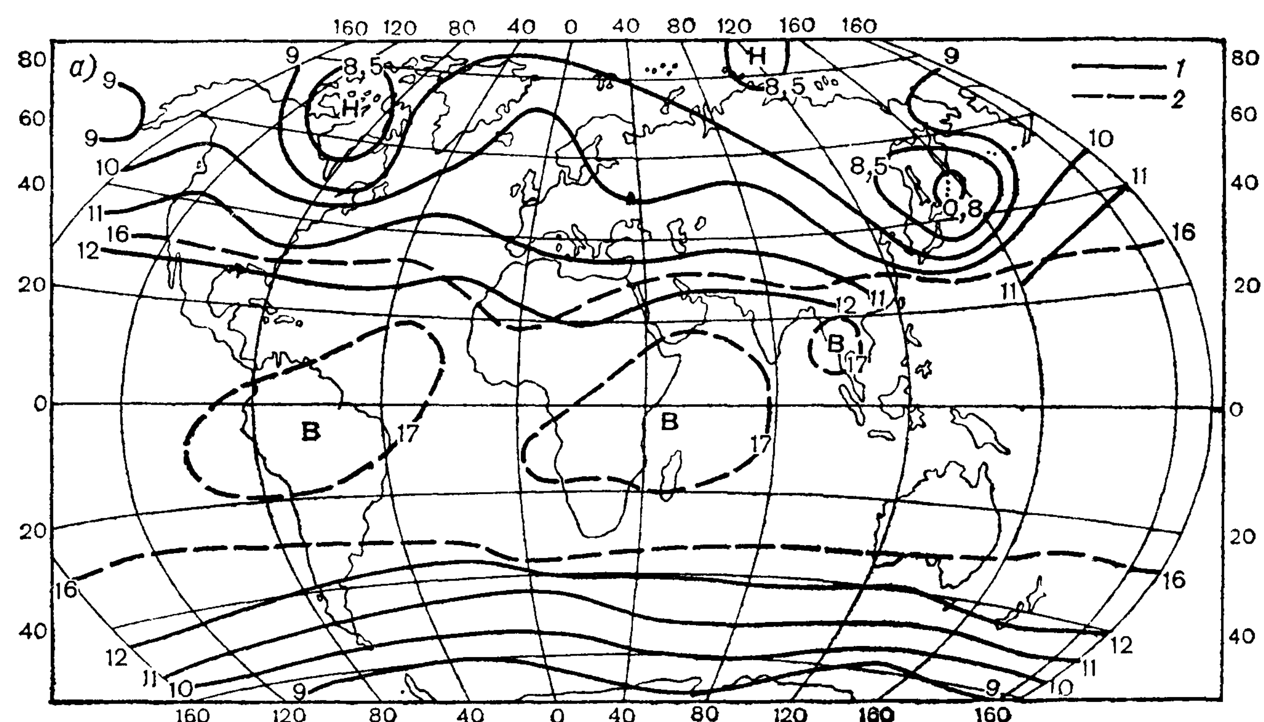


Рис. 2.4.5. Пространственная корреляция геопотенциальных высот изобарической поверхности 500 гПа для 40° с. ш.

ность этих полей делает достаточно информативными средние зональные характеристики высоты тропопаузы, пред-



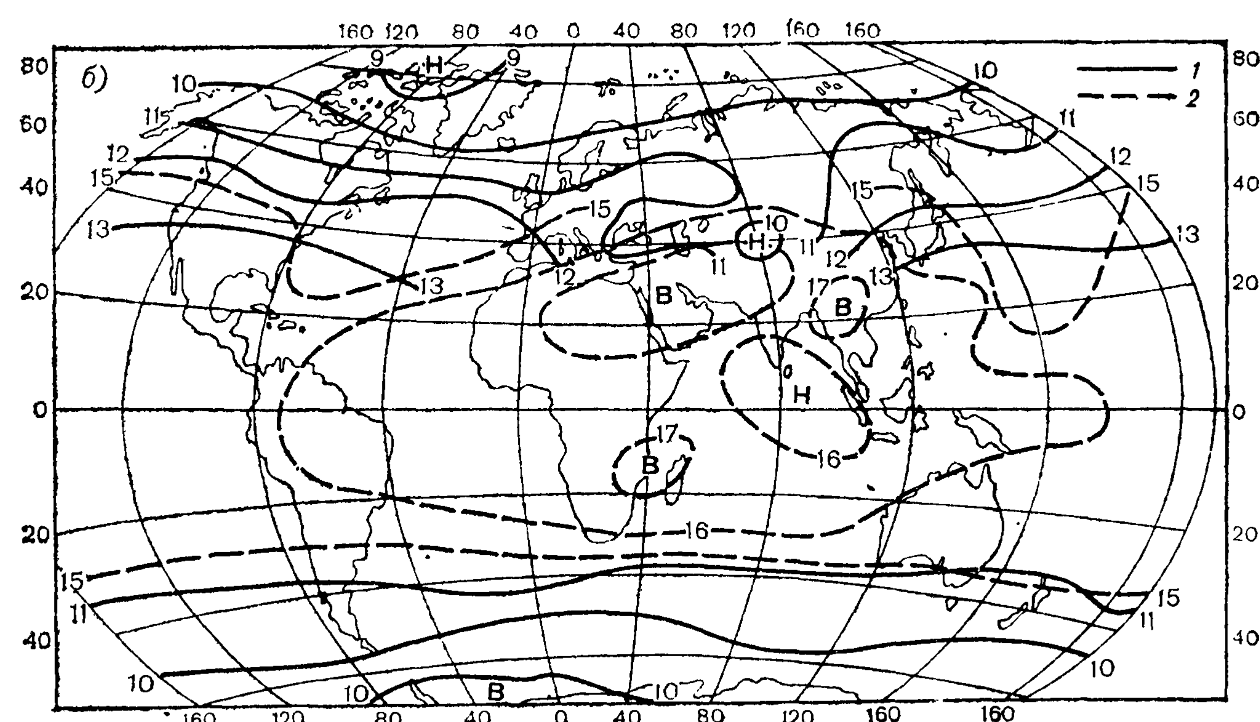


Рис. 2.5.1. Средняя высота (км) нижней границы полярной (*1*) и тропической (*2*) тропопаузы в январе (*а*) и июле (*б*).

Таблица 2.5.1

Средние широтные значения высоты (км) полярной (П) и тропической (Т) тропопаузы

Месяц	Тип тропопаузы	φ° 90	80	70	60	50	40	30	20	10	0
Северное полушарие											
Январь	П	8,7	8,8	9,1	9,3	9,6	10,3	11,2	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,5	15,9	16,3	16,8	17,0
Февраль	П	8,8	8,8	9,0	9,3	9,7	10,3	11,0	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—	16,1	16,4	16,7	16,9
Март	П	8,5	8,5	8,7	9,2	9,8	10,7	11,4	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—	16,0	16,6	16,8	16,9
Апрель	П	8,2	8,2	8,6	9,3	10,1	11,2	12,1	12,8	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,2	15,7	16,5	16,7	16,9
Май	П	8,1	8,4	9,0	9,6	10,5	11,7	12,7	13,4	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,4	15,6	16,3	16,5	16,8
Июнь	П	8,7	8,9	9,5	10,2	11,0	11,8	13,0	13,3	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,4	15,7	16,2	16,3	16,5
Июль	П	8,8	9,3	10,1	10,7	11,3	12,0	13,1	13,4	—	—
	Т	—	—	—	—	14,9	15,4	15,9	16,0	16,0	16,2
Август	П	9,6	9,7	10,1	10,7	11,4	12,2	13,1	13,2	—	—
	Т	—	—	—	—	14,8	15,3	15,9	15,9	16,0	16,1
Сентябрь	П	9,4	9,4	9,8	10,4	11,1	12,1	13,1	13,4	—	—
	Т	—	—	—	—	14,9	15,3	15,8	16,0	16,1	16,3
Октябрь	П	8,6	8,9	9,3	9,8	10,6	11,7	12,5	13,5	—	—
	Т	—	—	—	—	15,1	15,2	15,8	16,1	16,2	16,3
Ноябрь	П	8,9	9,0	9,1	9,4	10,1	11,2	12,4	—	—	—
	Т	—	—	—	—	15,1	15,1	15,7	16,2	16,5	16,7
Декабрь	П	8,0	8,4	8,9	9,3	9,9	10,8	11,8	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,6	15,8	16,4	16,7	16,9
Год	П	8,7	8,9	9,3	9,8	10,4	11,3	12,3	13,2	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,3	15,8	16,2	16,4	16,7
Амплитуда	П	1,6	1,5	1,5	1,5	1,8	1,9	2,1	0,7	—	—
	Т	—	—	—	—	—	0,5	0,5	0,7	0,8	0,9
Южное полушарие											
Январь	П	8,2	8,2	8,6	9,5	10,7	11,9	12,6	—	—	—
	Т	—	—	—	—	15,0	15,4	16,2	16,4	16,8	17,0
Февраль	П	8,0	8,2	8,7	9,6	10,7	11,9	12,7	—	—	—
	Т	—	—	—	—	15,3	15,6	16,1	16,4	16,7	16,9
Март	П	7,5	7,9	8,5	9,5	10,7	11,8	12,5	—	—	—
	Т	—	—	—	—	15,3	15,6	16,0	16,5	16,9	16,9
Апрель	П	8,4	8,5	8,8	9,6	10,6	11,5	12,5	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,5	15,9	16,5	16,9	16,9
Май	П	8,6	8,6	9,0	9,7	10,6	11,3	12,0	12,2	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,4	15,9	16,4	16,8	16,8
Июнь	П	9,1	9,1	9,3	9,5	10,1	10,8	11,8	12,0	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,4	15,9	16,2	16,5	16,5
Июль	П	9,8	9,8	9,8	9,7	9,9	10,6	11,6	11,9	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,1	15,5	16,1	16,2	16,2
Август	П	—	10,4	10,0	9,6	9,7	10,4	11,5	11,7	—	—
	Т	10,8	—	—	—	—	15,1	15,4	15,9	16,0	16,1
Сентябрь	П	—	10,4	9,9	9,6	9,9	10,7	11,9	12,0	—	—
	Т	10,9	—	—	—	—	15,2	15,5	15,9	16,2	16,3
Октябрь	П	—	10,0	9,9	9,6	10,3	11,0	12,1	12,2	—	—
	Т	10,0	—	—	—	—	15,2	15,5	16,1	16,3	16,3
Ноябрь	П	9,1	9,1	9,2	9,5	10,3	11,3	12,2	12,3	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,1	15,6	16,3	16,5	16,7
Декабрь	П	8,5	8,5	8,7	9,5	10,3	11,0	12,7	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,3	15,8	16,5	16,7	16,9
Год	П	9,1	9,1	9,2	9,6	10,3	11,2	12,2	12,0	—	—
	Т	—	—	—	—	—	15,3	15,8	16,3	16,5	16,7
Амплитуда	П	3,4	2,5	1,5	0,2	1,0	0,5	1,2	0,6	—	—
	Т	—	—	—	—	—	0,5	0,8	0,6	0,9	0,9

Таблица 2.5.2

Средние широтные значения температуры (°С) полярной (П) и тропической (Т) тропопаузы

Месяц	Тип тропопаузы	φ° 90	80	70	60	50	40	30	20	10	0
		Северное полушарие									
Январь	П	—60,9	—61,8	—61,4	—60,2	—58,4	—57,1	—56,1	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—64,9	—69,5	—76,2	—81,1	—82,8
Февраль	П	—59,5	—60,9	—60,8	—59,6	—58,9	—57,4	—55,1	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—	—69,2	—76,3	—80,4	—82,0
Март	П	—59,5	—58,9	—58,6	—58,4	—58,2	—58,1	—57,1	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—	—68,5	—76,5	—80,2	—81,7
Апрель	П	—54,4	—54,1	—54,5	—55,8	—57,1	—59,3	—60,5	—65,5	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—65,0	—69,1	—75,8	—80,6	—82,8
Май	П	—51,5	—51,6	—52,6	—54,3	—56,3	—59,1	—61,1	—67,8	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—62,9	—69,4	—74,4	—78,6	—81,0
Июнь	П	—48,0	—48,6	—51,1	—53,3	—55,3	—56,7	—62,3	—68,5	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—64,8	—69,7	—74,5	—77,6	—77,9
Июль	П	—48,3	—49,6	—52,0	—53,4	—53,8	—54,5	—62,4	—67,2	—	—
	Т	—	—	—	—	—59,0	—64,6	—70,8	—74,4	—76,9	—78,8
Август	П	—50,8	—52,2	—53,6	—54,0	—54,6	—55,6	—64,0	—67,3	—	—
	Т	—	—	—	—	—60,9	—65,2	—70,4	—74,1	—77,1	—77,3
Сентябрь	П	—55,0	—55,1	—55,1	—55,6	—55,8	—57,5	—63,5	—68,7	—	—
	Т	—	—	—	—	—61,3	—65,8	—71,1	—74,5	—76,8	—78,0
Октябрь	П	—57,0	—57,0	—56,5	—56,3	—56,3	—58,1	—60,6	—67,9	—	—
	Т	—	—	—	—	—63,7	—65,4	—70,3	—75,2	—78,8	—79,8
Ноябрь	П	—60,5	—59,7	—58,6	—57,6	—57,8	—59,3	—61,4	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—65,3	—65,2	—70,2	—75,7	—79,3	—80,8
Декабрь	П	—60,2	—60,2	—59,7	—59,1	—58,7	—58,8	—59,6	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—64,5	—70,3	—76,0	—80,1	—82,1
Год	П	—55,5	—55,8	—56,2	—56,5	—56,8	—57,6	—60,3	—67,6	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—64,5	—70,0	—75,3	—79,0	—80,4
Амплитуда	П	12,9	13,2	10,3	6,9	5,1	4,8	8,9	3,2	—	—
	Т	—	—	—	—	—	2,9	2,6	2,3	4,3	5,3
		Южное полушарие									
Январь	П	—54,2	—53,7	—52,3	—52,4	—55,6	—58,0	—61,1	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—62,1	—64,6	—71,4	—78,5	—82,4	—82,8
Февраль	П	—53,7	—52,8	—51,7	—51,7	—54,2	—57,6	—61,1	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—62,3	—64,9	—71,2	—77,7	—81,4	—82,0
Март	П	—57,3	—56,5	—55,4	—54,6	—55,7	—58,0	—61,1	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—62,2	—63,9	—71,7	—77,9	—81,3	—81,7
Апрель	П	—59,3	—58,1	—55,7	—55,3	—55,8	—58,0	—60,8	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—63,5	—69,0	—75,1	—81,2	—82,8
Май	П	—64,6	—64,3	—61,0	—59,5	—59,3	—56,9	—61,0	—62,1	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—63,9	—68,5	—74,8	—80,1	—81,0
Июнь	П	—68,6	—69,2	—66,1	—62,7	—59,7	—58,8	—57,6	—60,1	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—63,3	—67,8	—74,2	—78,2	—77,9
Июль	П	—72,6	—71,9	—68,8	—64,8	—61,1	—58,1	—56,8	—59,9	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—63,0	—66,7	—73,1	—76,6	—78,8
Август	П	—78,1	—74,8	—70,5	—65,1	—60,6	—56,6	—56,3	—59,0	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—62,2	—66,0	—71,9	—75,5	—77,3
Сентябрь	П	—79,2	—75,2	—70,1	—63,4	—58,7	—56,3	—56,7	—58,8	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—62,1	—66,2	—72,2	—76,4	—78,0
Октябрь	П	—71,5	—70,3	—66,3	—61,4	—57,9	—55,4	—57,1	—59,0	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—60,0	—66,6	—73,7	—78,1	—79,8
Ноябрь	П	—63,1	—62,9	—59,0	—55,7	—55,2	—56,6	—59,7	—59,5	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—62,2	—67,9	—74,3	—78,8	—80,8
Декабрь	П	—56,0	—55,5	—55,0	—54,3	—55,7	—57,8	—60,5	—	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—63,4	—69,6	—77,0	—80,6	—82,1
Год	П	—64,9	—63,8	—61,0	—58,4	—57,5	—57,6	—59,2	—59,8	—	—
	Т	—	—	—	—	—	—63,1	—68,6	—75,1	—79,2	—80,4
Амплитуда	П	25,5	22,3	18,8	13,4	6,9	3,4	4,8	3,3	—	—
	Т	—	—	—	—	—	4,9	5,7	6,6	6,9	5,3

Таблица 2.5.3

Изменчивость индивидуальных значений высоты и температуры полярной (П) и тропической (Т) тропопаузы и число наблюдений, необходимое для получения средних значений с точностью 0,2 км и 1 °С соответственно с доверительной вероятностью 95, 98 и 99 %

Пункт	Месяц	Тип тропопаузы	Изменчивость		Число наблюдений					
					за высотой			за температурой		
			высоты, км	температуры, °С	95 %	98 %	99 %	95 %	98 %	99 %
Свердловск	Январь	П	1,08	5,4	111	157	194	112	158	195
	Июль	П	0,74	4,5	54	74	91	78	110	135
Ташкент	Январь	П	0,85	3,8	69	98	120	55	78	96
	Июль	П	1,15	8,4	127	180	220	273	383	469
		Т	0,84	4,7	68	96	118	85	120	147
		Все случаи	3,50	14,5	1175	1692	2072	810	1146	1405

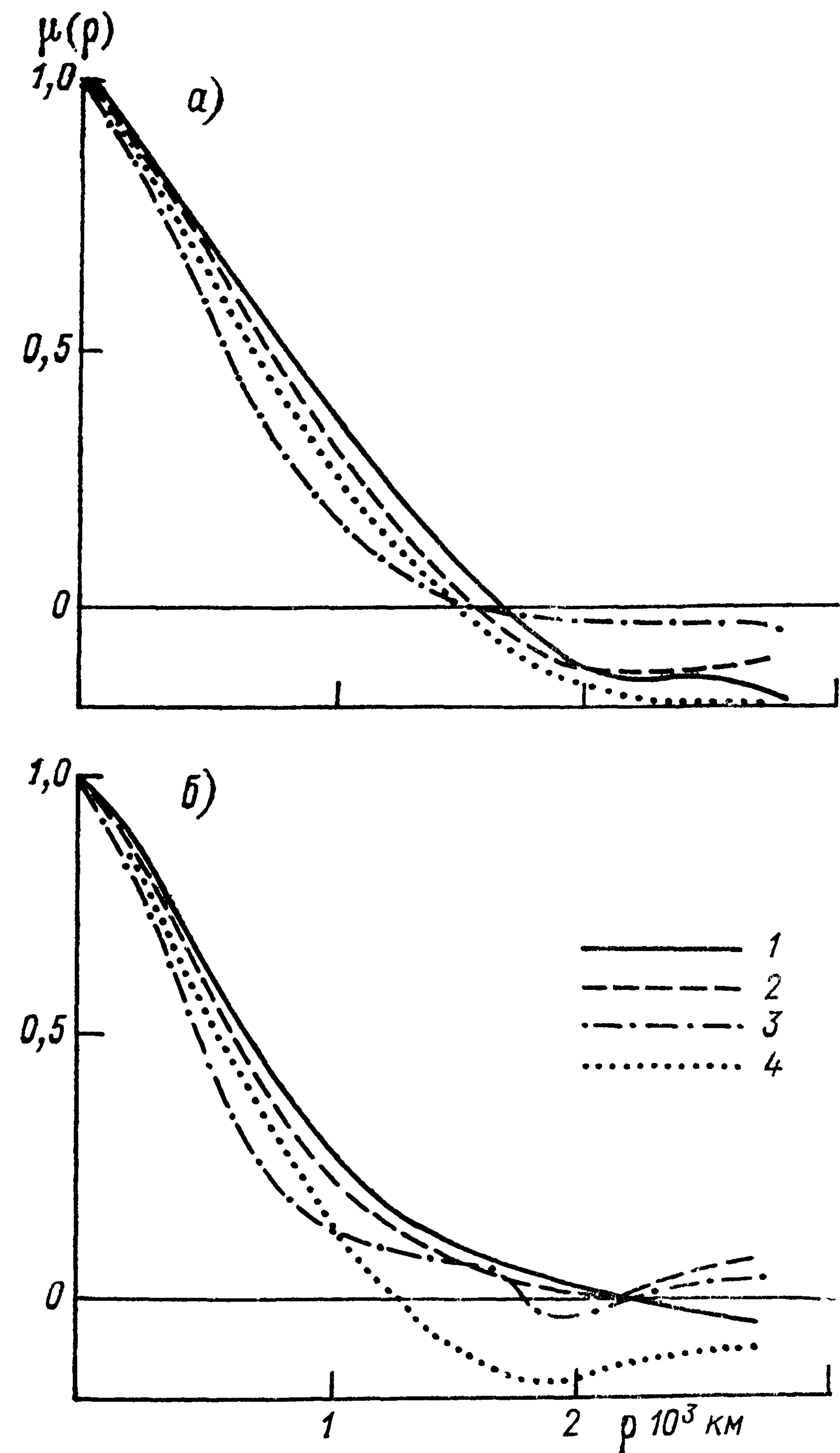


Рис. 2.5.2. Пространственные корреляционные функции высоты (*а*) и температуры (*б*) полярной тропопаузы.

1 — январь, *2* — апрель, *3* — июль, *4* — октябрь.

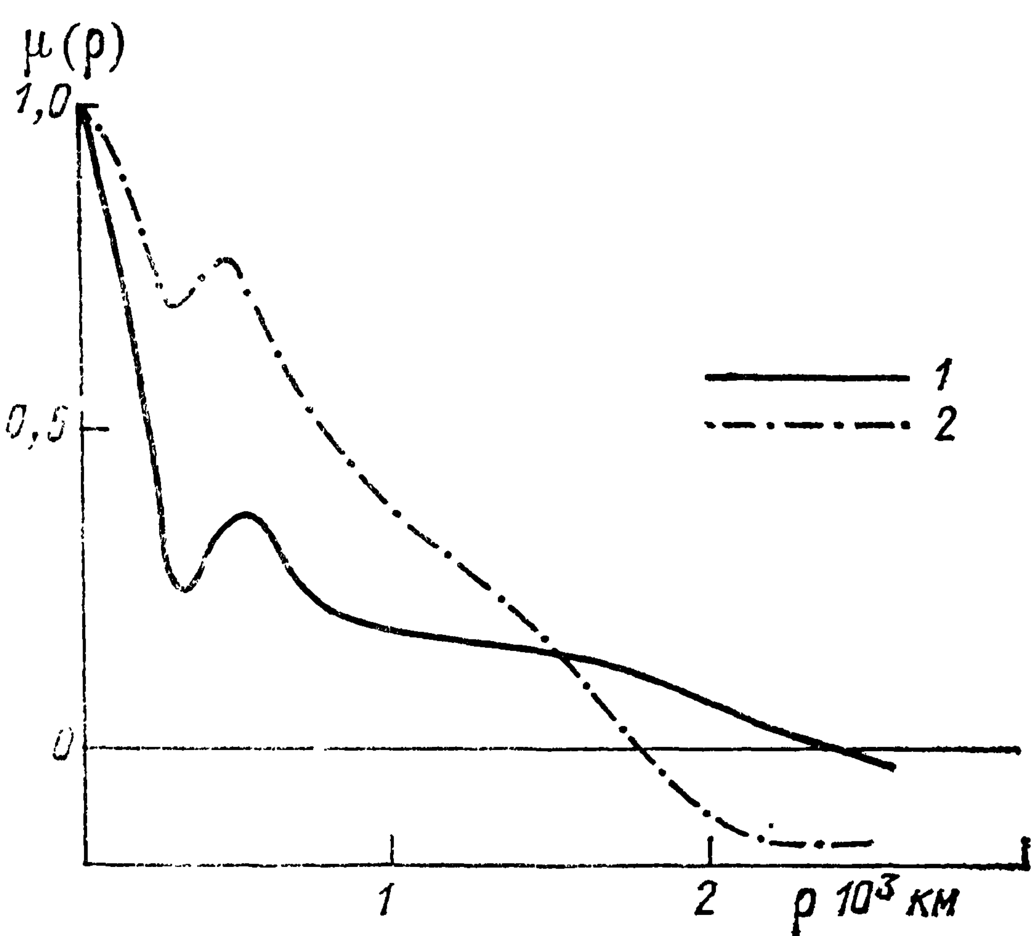


Рис. 2.5.3. Пространственные корреляционные функции высоты (*1*) и температуры (*2*) тропической тропопаузы.

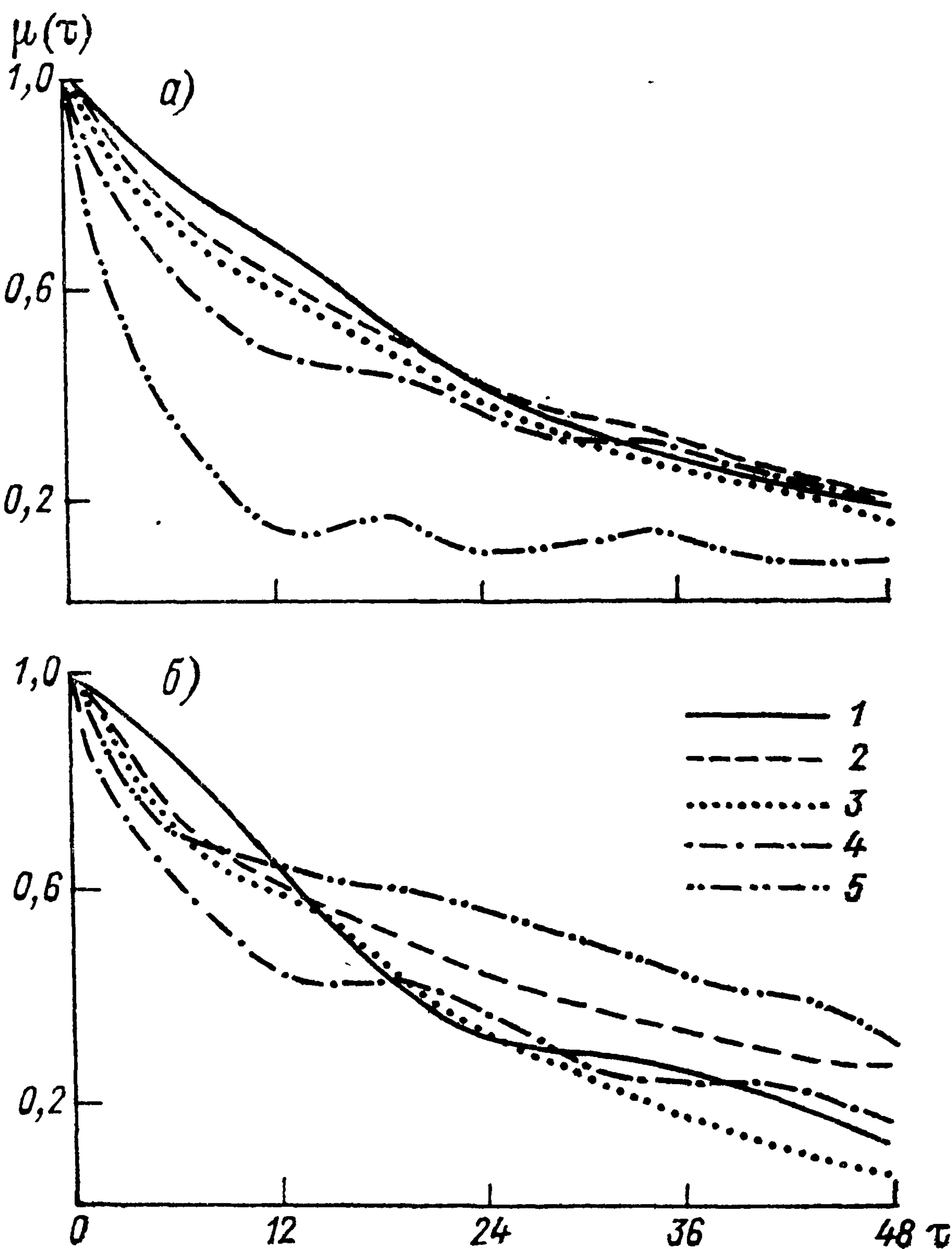


Рис. 2.5.4. Временные корреляционные функции высоты (*а*) и температуры (*б*) тропопаузы.

1 — Свердловск, январь; *2* — Свердловск, июль; *3* — Ташкент, январь; *4* — Ташкент, июль, без учета типа тропопаузы; *5* — Ташкент, июль, тропическая тропопауза.

ставленные в табл. 2.5.1 [46]. Характер статистического распределения температуры тропопаузы показывает табл. 2.5.2. Учет характеристик тропопаузы становится сложным в районах, где существуют и полярная, и тропическая тропопаузы. Данные для Ташкента в табл. 2.5.3 хорошо иллюстрируют эту ситуацию. Пространственную и временну́ю изменчивость ежедневных значений тропопаузы показывают корреляции на рис. 2.5.2—2.5.4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авиационно-климатический атлас-справочник СССР.— М., 1969—1970. Вып. 5. Климатические характеристики тропопаузы, уровня максимума скорости ветра и отклонений температуры от температуры стандартной атмосферы (1969). Вып. 5а. Климатические характеристики отклонений температуры от температуры стандартной атмосферы (1970).
2. Аналитическое описание четырехмерного поля климата свободной атмосферы над северным полушарием. Р. Г. Рейтенбах, Т. Ю. Рощина, А. М. Стерин, Б. Г. Шерстюков.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1984, вып. 109, с. 3—16.
3. Атлас Антарктики.— М., Л., 1966—1969.
4. Атлас Арктики.— М., 1985.
5. Атлас карт квадратического отклонения температуры воздуха в свободной атмосфере северного полушария.— М., 1983. 98 с.
6. Атлас карт средних меридиональных и зональных составляющих горизонтального градиента температуры в стратосфере северного полушария.— М., 1979.
7. Атлас климатических карт барической топографии нижней стратосферы южного полушария (100, 50, 30 мбар).— М., 1975.
8. Атлас климатических карт барической топографии южного полушария (1000—100 мбар). М., 1972.
9. Атлас климатических характеристик температуры, плотности и давления воздуха, ветра и геопотенциала в тропосфере и нижней стратосфере северного полушария. Приложение к «Синоптическому бюллетеню».— М., 1974—1976.
10. Атлас климатических характеристик тропопаузы над северным полушарием.— М., 1973.
11. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. (1977). Тихий океан (1974)— Главное управление навигации и океанографии Министерства обороны СССР, 1974—1977.
12. Атлас средней температуры воздуха в свободной атмосфере над южным полушарием/И. В. Ханевская, Г. С. Бушканец, З. М. Маркова.— М., 1971.
13. Аэроклиматический атлас тропопаузы южного полушария и температурного поля атмосферы Земли.— Л., 1968.
14. Аэроклиматический справочник Антарктиды.— Л., 1967.
15. Борисов А. А. Климаты СССР.— М.: Просвещение, 1967.
16. Бушканец Г. С. Межсуточная изменчивость температуры над СССР.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1976, вып. 30, с. 30—48.
17. Глаголев Ю. А. Справочник по физическим параметрам атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1970.
18. ГОСТ 4401-81. Атмосфера стандартная. Параметры.— М.: Изд-во стандартов, 1981.
19. ГОСТ 16350-80. Климат СССР. Районирование и статистические параметры климатических факторов для технических целей.— М.: Изд-во стандартов, 1981.
20. ГОСТ 24482-80. Микроклиматические районы земного шара с тропическим климатом. Районирование и статистические параметры климатических факторов для технических целей.— М.: Изд-во стандартов, 1981.
21. ГОСТ 25650-83. Климат Антарктиды. Районирование и статистические параметры климатических факторов для технических целей.— М.: Изд-во стандартов, 1983.
22. ГОСТ 25870-83. Макроклиматические районы земного шара с холодным и умеренным климатом. Районирование и статистические параметры климатических факторов для технических целей.— М.: Изд-во стандартов, 1984.
23. Данные об изменчивости метеорологического режима на территории СССР. Температура воздуха.— Обнинск, 1984.
24. Данные о структуре и изменчивости климата: Геопотенциал поверхности 500 гПа и некоторые характеристики циркуляции. Северное полушарие.— Обнинск, 1982.
25. Данные о структуре и изменчивости климата. Давление воздуха на уровне моря. Северное полушарие.— Обнинск, 1980.
26. Данные о структуре и изменчивости климата: температура воздуха на уровне моря. Северное полушарие.— Обнинск, 1979.
27. Данные по климату СССР.— Обнинск, 1977—1978. Т.1. Карты климатических характеристик температуры воздуха, температуры поверхности оголенной почвы, скорости и направления ветра (1977). Т.3. Таблицы месячных характеристик температуры воздуха, скорости и направления ветра по экономическим районам СССР (1978).
28. Заставенко Л. Г., Казначеева В. Д. Обзор справочников по климату атмосферы.— М.: Гидрометеоиздат, 1982.
29. Зуев В. Е., Комаров В. С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
30. Игнатюшина Е. Н. О междусуточной изменчивости абсолютного геопотенциала в свободной атмосфере над территорией СССР.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1985, вып. 125, с. 46—52.
31. Иоффе М. М., Приходько М. Г. Справочник авиационного метеоролога.— М.: Воениздат, 1977. 304 с.
32. Казначеева В. Д. О суточном ходе некоторых статистических характеристик геопотенциала в свободной атмосфере.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1980, вып. 81. с. 74—83.
33. Казначеева В. Д. О суточном ходе некоторых статистических характеристик температуры в свободной атмосфере.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1978, вып. 47, с. 45—52.
34. Казначеева В. Д., Руденкова Т. В. Вертикальная статистическая структура полей метеорологических элементов по данным наблюдений ТРОПЭКС-72.— Метеорология и гидрология, 1975, № 10, с. 99—106.
35. Казначеева В. Д., Руденкова Т. В. Организация текущих аэрологических данных на магнитных лентах ЕС.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1985, вып. 115, с. 91—108.
36. Климатический атлас Африки. Солнечная радиация, температура воздуха, относительная влажность воздуха. Ч.1.— Л., 1978.
37. Кобышева Н. В., Костин С. И., Струнников Э. А. Климатология.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.
38. Копрова Л. И., Покровский О. М., Иванькин Е. Е. Особенности статистической структуры и возможности объективного анализа поля температуры воздуха над экваториальной Атлантикой.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т. 13, № 6, с. 629—637.
39. Кошельков Ю. П. Климатология средней атмосферы Антарктики и южного полушария.— В сб.: Метеорологические исследования в Антарктике. Докл. на II Всесоюзном симпозиуме.— Л.: 1966, с. 169—179.
40. Кошельков Ю. П. Среднее распределение метеорологических элементов на высоте 20 км в южном полушарии. В кн.: Антарктика. Доклады комиссии.— М.: Наука, 1986, вып. 25, с. 13—14.
41. Краткий климатический справочник по странам мира.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.
42. Крылова Л. М. Поле средней многолетней плотности воздуха над северным полушарием в свободной атмоатмосфере.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1975, вып. 18, с. 49—61.
43. Мамонтов Н. В. Статистические характеристики температуры воздуха в различные часы суток на территории СССР.— М., 1979.
44. Материалы по климату и циркуляции свободной атмосферы над зарубежными странами северного полушария.— М., 1972—1973. Т. 1. Основные статистические характеристики ветра. Средние значения температуры и влажности воздуха. (1972). Т.3. Характеристики горизонтальных потоков тепла и влаги. (1973).
45. Материалы по климату и циркуляции свободной атмосферы над СССР.— М., 1970.
46. Маховер З. М. Климатология тропопаузы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.
47. Мерцалова О. Б. Закономерности корреляционных связей плотности в свободной атмосфере над северным полушарием. Труды НИИАК.— 1969, вып. 58, с. 55—57.
48. Мерцалова О. Б., Федорова А. М. Корреляционные связи между температурой и давлением в свободной атмосфере над северным полушарием.— Труды НИИАК, 1965, вып. 30, с. 92—101.
49. Мерцалова О. Б., Соколова М. В., Сычева Е. Ф. Климатические характеристики температуры модели стандартной атмосферы.— Труды НИИАК, 1963, вып. 24, с. 23—53.
50. Метеорология южного полушария.— Л.: Гидрометеоиздат, 1976.
51. Метеорологические данные за отдельные годы по зарубежной территории северного полушария. Ч. 1а: Средняя месячная и годовая температура воздуха.— Л., 1981.
52. Монин А. С., Шишков Ю. А. История климата.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.
53. Новый аэроклиматический справочник особых слоев атмосферы над СССР. Т.1. Инверсия температуры воздуха.— М.: 1984—1985. Кн. 1. Повторяемость инверсий (1984). Кн. 2. Непрерывная продолжительность (1984). Кн. 4. Комплексы мощности и интенсивности инверсий (1984). Кн. 5. Мощность инверсий (1984). Кн. 6. Интенсивность

инверсий (1985). Кн. 7. Характеристики температуры на нижней границе инверсий (1985).
54. Новый аэроклиматический справочник пограничного слоя атмосферы над СССР. Т. 1.— М., 1985—1986.
55. Новый аэроклиматический справочник свободной атмосферы над СССР. Пояснительный текст.— М., 1979.— 28 с.
56. Новый аэроклиматический справочник свободной атмосферы над СССР.— М., 1979—1981. Т.1. Характеристики температуры воздуха (1980). Т. 2. Характеристики ветра и геопотенциала (1979). Т.3. Характеристики влажности и плотности (1980). Т.4. Характеристики вероятности (доверительные интервалы) температуры (1980). Т 5. Характеристики вероятности (доверительные интервалы) геопотенциала (1980). Т.8. Характеристики вероятности (доверительные интервалы) плотности (1981). Т.9. Характеристики вертикальных градиентов температуры (1980). Т.11. Характеристики междусуточной изменчивости метеорологических элементов (1980). Т.12. Расчет аэрологических характеристик, метеорологических элементов на основе аппроксимирующих законов распределения (1980).
57. Организация информационной базы данных аэрологических наблюдений (ГМБД «Аэрология»)/В. Д. Казначеева, А. П. Коротков, Т. С. Нагорная, Т. В. Руденкова.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1980, вып. 81, с. 3—42.
58. Рейтенбах Р. Г. Обзор некоторых исследований корреляционных связей метеорологических величин свободной атмосферы.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1984, вып. 109, с. 67—79.
59. Рейтенбах R. Г., Рощина Т. Ю., Стерин А. М. Многомерная структура климатических полей свободной атмосферы.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1964, вып. 109, с. 16—30.
60. Рейтенбах Р. Г., Стерин А. М. Оценка точности полей средних значений метеовеличин свободной атмосферы, получаемых методами объективного анализа.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1987, вып. 135, с. 45—55.
61. Рейтенбах Р. Г., Стерин А. М. Создание массивов климатологических характеристик свободной атмосферы в узлах сетки методом объективного анализа.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1987, вып. 135, с. 3—45.
62. Рубинштейн К. Г., Шиляев В. Б. Сравнение норм температуры, геопотенциала и влажности по данным двух климатических аэрологических архивов.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1985, вып. 120, с. 87—91.
63. Руденкова Т. В., Хмелевцова И. Н. Описание аэрологических архивов по особым точкам атмосферы на магнитных лентах ЕС ЭВМ.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1986, вып. 131, с. 45—64.
64. Справочник вертикальных корреляционных связей температуры, геопотенциала и плотности в свободной атмосфере над северным полушарием.— М., 1966.
65. Справочник по вертикальным корреляционным связям метеорологических элементов в свободной атмосфере над СССР.— М., 1980.— 397 с.
66. Справочник по времени корреляционным связям метеорологических элементов в свободной атмосфере над СССР.— М., 1980.
67. Справочник по климату Антарктиды. Т.2. Температура воздуха, атмосферное давление, ветер, влажность воздуха, облачность, осадки, атмосферные явления, видимость.— Л., 1977.
68. Справочник по климату СССР. Метеорологические данные за отдельные годы. Ч.1. Температура воздуха. Температура почвы. Атмосферные явления.— Л.: Гидрометеоиздат, 1952—1979.
69. Справочник по климату СССР. Ч.2. Температура воздуха и почвы.— Л., Гидрометеоиздат, 1965—1970.
70. Справочник по климату СССР. Устойчивость и точность климатических характеристик. Т.1. Солнечное сияние. Температура воздуха и почвы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1976.
71. Справочник статистических характеристик температуры и влажности в свободной атмосфере над СССР.— М., 1972—1975.
72. Справочник статистических характеристик полей температуры и влажности в атмосфере северного полушария. Ч.4. Локальные модели атмосферы.— М., 1981.
73. Статистическая структура метеорологических полей.— Будапешт, 1976.
74. Тарасенко Д. А. Модели стратосферы и мезосферы.— Труды ЦАО.— 1985, вып. 160, с. 39—96.
75. Ханевская Н. В. Температурный режим свободной атмосферы над северным полушарием.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968.
76. Ханевская И. В., Пашкова З. Д. Оценка некоторых статистических параметров, аппроксимирующих физические распределения температуры вблизи ее экстремумов.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1976, вып. 30, с. 3—16.
77. Характерные особенности структуры свободной атмосферы над Антарктидой.— В сб.: Метеорологические исследования в Антарктике. Докл. на II Всесоюзном симпозиуме. Л., 1986.
78. Школьный Е. П., Майборода Л. А. Атмосфера и управление движением летательных аппаратов.— Л.: Гидрометеоиздат, 1973.
79. Ananthasayanam M. R., Narasimha R. A. Proposed International Tropical Reference Atmosphere up to 80 km.— Middle Atmosphere Program, 1985, v. 16, p. 197—205.
80. Barnett J. J., Corney M. Discussion on Variability in Time and Space. Planetary waves.— Middle Atmosphere Program, 1985, v. 16, p. 86—138.
81. Barnett J. J., Corney M. Middle Atmosphere Reference Model Derived from Satellite Data.— Middle Atmosphere Program, 1985, v. 16, p. 47—86.
82. Blackmon M. L.. Madden R A. Geographical Variations in the Vertical Structure of Geopotential Height Fluctuations.— J. Atm. Sci. 1979, v. 36, N 12, p. 2450—2466.
83. Buell C. E. Adjustment of Some Atmospheric Statistics to Satisfy Phcsical Conditions.— J. Appl. Met., 1972, v. 11, N 8, p. 1299—1304.
84. Climate of the Oceans/Ed. H. Van Loon.— Elsevier, 1984. 716 p.
85. Hamilton K. Stratospheric Circulation Statistics.— National center for Atmospheric research, Boulder, Colorado, 1982.— 174 p.
86. Gutzler D. S., Mo K. C. Autocorrelation of Northern Hemisphere Geopotential Heights.— Mon. Wea. Rev., 1983, v. 111, N 1, p. 155—164.
87. Kousky V. E., Srivatsangam S. The Seasonal Cycle over the United States and Mexico.— Mon. Wea. Rev., 1983, v. 111, N 1, p. 164—171.
88. Lanzante J. R. Further Studies of Singularities Associated with the Semiannual Cycle of 700mb Heights.— Mon. Wea. Rev., 1985, v. 113, N 8, p. 1372—1379.
89. Oort A. H. Global Atmospheric Circulation Statisics, 1958—1973.— Washington, U. S. Government Printing Office, 1983. 180 p.
90. Smith J. W. Density Variation and Isopycnic Layers.— J. Appl. Met., 1964, v. 3, N 3, p. 290—298.
91. Thiebaux H. J. On approximatioas to geopotential and wind-field correlation structures.— Tellus, 1985, v. 37A, N 2, p. 126—131.

Глава 3. ВЕТЕР

3.1. ЗОНАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Многолетние статистические характеристики ветра, осредненные вдоль круга широты, оказываются весьма информативными при описании статистического режима ветров. Поле зонально осредненной составляющей скорости ветра представлено на рис. 3.1.1. Характеристики скорости ветра по четырем широтным зонам положены в основу стандарта «Ветер. Пространственное и временное распределение характеристик», ГОСТ 24728-81, который соответствует международному стандарту МС ИСО 5878/Д-1. В табл. 3.1.1

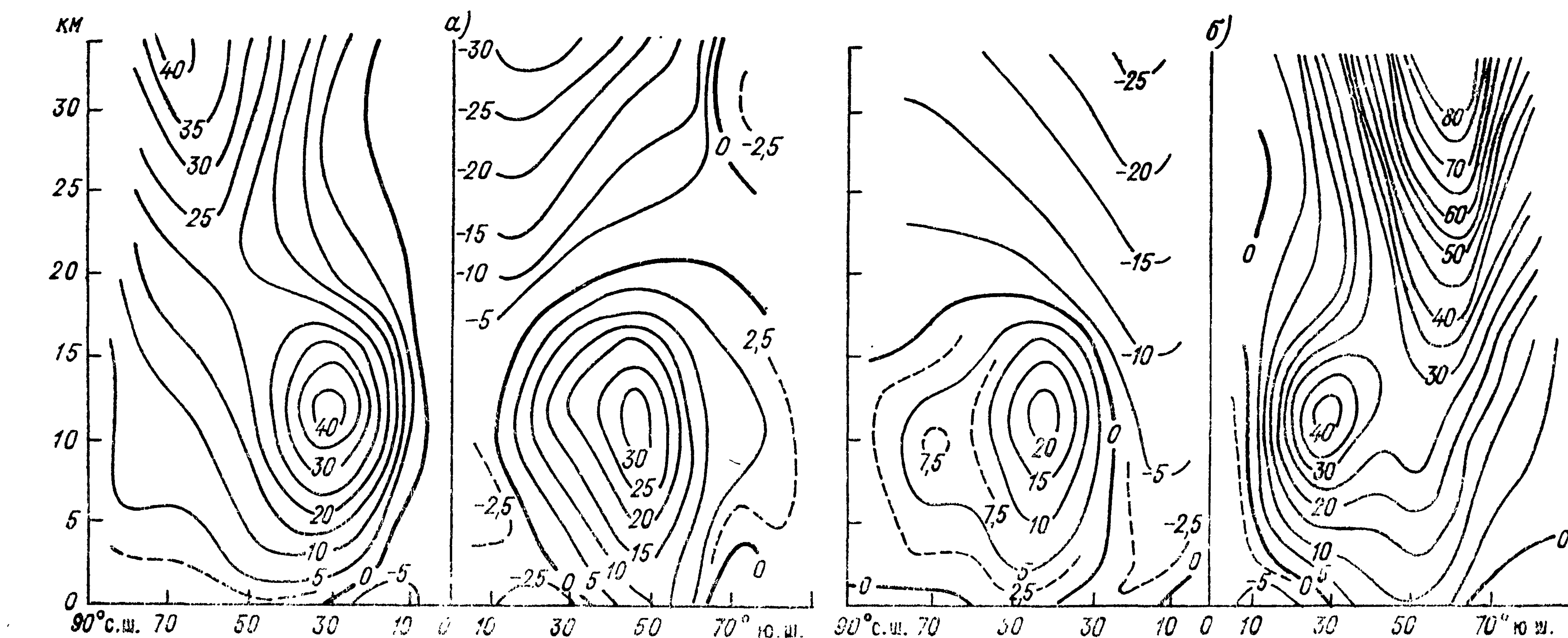


Рис. 3.1.1. Зонально осредненные значения (м/с) зональной составляющей скорости ветра в январе (*а*) и июле (*б*).

Таблица 3.1.1

Распределение ветра (м/с) для четырех широтных зон северного полушария в январе и июле

Геопотенциальная высота *H*, км	Фактические наблюдения						Значения, рассчитанные по круговому нормальному закону распределения					
	$\bar{u}$	$\bar{v}$	c_{sa}	σ_r	c_{max}	c_{se}	1 %		10 %		20 %	
							н	в	н	в	н	в
	Январь, 0—20° с. ш.											
0	—2,9	—1,6	5,5	3,0	—	3,1	—	—	—	—	—	—
1	—3,9	—1,2	7,6	5,9	—	6,0	1,0	14,7	3,0	11,0	3,0	9,0
2	—2,7	—0,7	7,2	6,4	—	6,2	1,0	15,2	3,0	10,7	3,0	8,8
3	—1,6	—0,3	7,2	7,0	60	6,3	1,0	16,0	3,0	11,0	3,0	9,0
4	—0,7	—0,2	7,7	7,7	59	7,0	1,0	17,0	2,8	11,6	3,3	9,7
5	0,2	—0,1	8,5	8,5	59	7,6	1,0	18,5	3,0	12,7	3,5	10,8
6	1,2	—0,1	9,6	9,4	61	8,5	1,0	20,7	3,0	14,3	4,3	12,2
7	2,9	0,0	10,9	10,5	67	9,7	1,4	23,5	3,4	16,4	5,0	13,8
8	4,8	0,2	12,3	11,6	76	11,0	1,7	26,5	4,0	18,8	6,2	15,8
9	6,8	0,4	13,7	12,7	80	12,6	2,0	30,3	4,5	21,7	7,4	18,0
10	8,9	1,0	15,4	13,7	78	14,3	2,0	34,5	5,5	25,0	8,5	20,8
11	10,5	2,2	17,2	14,9	73	15,9	2,0	38,2	6,5	27,5	9,4	23,2
12	11,5	2,9	18,8	15,9	70	16,9	2,0	40,5	7,0	29,5	9,8	25,8
13	11,2	2,8	18,6	15,7	73	16,5	1,7	40,2	6,5	28,7	9,4	25,0
14	9,7	2,3	16,9	14,5	85	15,0	1,4	37,7	5,7	26,0	8,3	22,5
15	8,0	1,8	15,1	13,4	94	13,7	1,2	34,0	5,0	23,5	7,3	20,3
16	6,1	0,9	13,6	12,4	100	12,2	1,0	29,8	4,5	21,2	6,5	18,0
17	4,6	0,4	12,1	11,5	96	10,9	1,0	25,6	4,0	19,0	5,9	16,0
18	3,3	0,3	10,8	10,8	82	10,0	1,0	23,2	3,6	17,4	5,5	14,3
19	1,9	0,2	9,7	10,1	65	9,3	1,0	22,0	3,4	16,2	5,2	13,0
20	0,7	0,1	8,7	9,7	54	8,7	1,0	21,3	3,2	15,4	5,0	12,3
21	—0,5	0,0	8,4	9,4	48	8,5	1,0	21,0	3,0	15,0	5,0	12,0
22	—1,9	—0,1	8,6	9,4	44	8,6	1,0	21,0	3,0	15,2	5,0	12,2
23	—2,9	—0,2	9,2	9,7	42	8,7	1,0	21,5	3,0	15,6	5,0	12,6
24	—3,9	—0,2	9,9	10,3	39	9,5	1,0	22,3	3,0	16,3	5,0	13,3
25	—4,8	—0,2	10,9	11,4	38	10,7	1,0	23,3	3,0	17,0	5,0	14,2
26	—5,3	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	—5,6	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
28	—5,8	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
29	—6,0	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30	—6,0	—0,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Геопотенциальная высота H, км	Фактические наблюдения						Значения, рассчитанные по круговому нормальному закону распределения					
							1 %		10 %		20 %	
	$\bar{u}$	$\bar{v}$	c_{sa}	σ_r	c_{max}	c_{sc}	н	в	н	в	н	в

Июль, 0—20° с. ш.

0	—0,6	0,2	5,2	3,4	—	3,0	—	—	—	—	—	—
1	—1,4	0,3	7,8	7,0	—	6,4	1,0	15,8	2,3	12,0	4,0	10,0
2	—2,2	0,2	7,9	7,4	—	6,8	1,0	16,4	2,5	12,0	4,0	10,0
3	—2,8	—0,1	8,0	7,6	60	7,2	1,0	16,8	3,0	12,0	4,0	10,0
4	—3,2	0,0	7,9	7,6	61	7,4	1,0	17,5	3,0	12,7	4,0	10,2
5	—3,6	0,1	7,8	7,4	61	7,3	1,0	18,3	3,0	13,3	4,0	10,5
6	—3,9	0,2	7,8	7,4	60	7,4	1,0	19,0	3,0	14,0	4,0	11,0
7	—4,1	0,2	8,0	7,6	58	7,5	1,0	19,5	3,0	14,1	4,0	11,2
8	—4,3	0,2	8,3	7,9	58	8,1	1,0	20,0	3,0	14,4	4,2	11,7
9	—4,4	0,1	8,8	8,4	59	8,4	1,0	20,5	3,0	14,5	4,5	12,5
10	—4,5	—0,1	10,2	9,4	61	9,2	1,0	22,0	3,2	15,8	5,2	14,0
11	—4,8	—0,5	12,4	12,4	65	11,8	1,0	26,8	3,4	19,0	6,0	17,0
12	—5,4	—0,8	13,6	14,0	69	13,4	1,1	31,2	4,7	22,3	6,7	19,5
13	—6,5	—0,7	13,8	14,3	73	14,2	1,2	33,0	5,4	23,5	7,4	20,2
14	—7,6	—0,3	13,7	14,0	76	13,7	1,4	33,5	5,7	24,0	7,8	20,1
15	—8,8	0,0	13,6	13,5	79	15,0	1,6	33,5	6,0	24,0	8,0	20,0
16	—9,9	0,2	13,4	12,8	80	15,5	1,8	33,2	6,0	24,0	8,2	20,0
17	—10,8	0,3	13,2	11,9	78	16,3	2,0	32,5	6,2	23,8	8,2	20,0
18	—11,6	0,3	14,0	10,8	70	15,4	2,3	31,5	6,5	23,4	8,5	20,0
19	—12,3	0,2	14,8	10,0	61	14,2	2,5	30,7	7,0	23,0	9,0	20,3
20	—13,1	0,2	15,7	9,6	53	13,7	2,8	30,0	7,5	22,8	9,5	20,6
21	—14,1	0,2	16,7	9,4	51	13,8	3,1	30,5	8,2	23,5	10,5	21,3
22	—15,2	0,3	17,9	9,9	51	14,7	3,5	32,4	8,9	25,0	11,3	22,7
23	—16,6	0,4	19,2	10,5	63	16,0	3,8	34,7	9,5	27,0	12,2	24,3
24	—18,6	0,3	20,5	11,1	70	17,4	4,0	37,3	10,0	29,0	13,0	27,3
25	—20,3	0,3	21,9	11,9	77	18,7	4,5	40,2	10,7	31,5	14,0	28,3
26	—22,0	0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	—23,4	0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
28	—24,2	0,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
29	—24,8	0,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30	—25,2	0,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Январь, 20—40° с. ш.

0	1,0	0,3	6,4	5,5	—	5,1	—	—	—	—	—	—
1	1,8	0,2	8,5	9,4	—	8,5	1,0	20,0	2,5	15,0	4,5	11,7
2	4,7	0,0	10,0	10,4	—	10,3	1,0	24,4	3,5	17,5	5,5	14,5
3	8,0	—0,1	11,8	11,5	70	12,6	1,0	29,2	4,5	20,8	6,7	17,5
4	10,5	—0,1	14,2	13,1	72	15,8	1,3	34,0	6,0	24,5	8,1	21,0
5	13,2	—0,1	17,0	15,0	76	17,3	1,6	39,5	7,0	28,8	9,8	25,0
6	16,0	—0,2	20,6	17,0	84	21,8	2,2	46,0	8,5	33,7	12,0	29,5
7	18,8	—0,3	24,2	19,2	102	24,7	2,8	53,5	10,2	39,5	14,7	35,0
8	21,5	—0,5	27,0	21,3	124	28,1	3,7	62,5	12,2	47,0	17,5	41,0
9	24,3	—0,5	29,5	22,7	140	31,6	4,4	70,0	13,8	53,8	19,7	45,5
10	26,8	—0,5	31,6	23,4	142	34,6	4,7	72,5	15,0	55,7	21,0	48,0
11	28,7	—0,3	33,2	23,4	132	35,6	5,0	72,2	15,7	55,5	21,7	48,0
12	29,7	0,0	34,0	22,8	124	36,1	5,0	70,0	16,0	54,0	22,0	47,0
13	28,5	0,0	33,0	21,5	118	32,9	4,9	64,0	15,5	51,3	21,2	44,7
14	26,5	0,1	31,1	19,9	112	29,6	4,7	58,5	14,7	47,7	20,0	41,6
15	24,3	0,1	28,4	17,8	107	26,6	4,5	53,0	13,4	43,5	18,2	38,0
16	21,8	0,2	25,0	15,7	102	24,7	4,0	48,3	11,5	38,7	15,7	33,5
17	18,1	0,2	21,0	14,0	96	21,4	3,5	43,2	9,3	33,5	12,8	20,0
18	14,2	0,3	17,2	12,8	88	18,0	2,5	38,5	7,3	28,0	10,2	24,5
19	10,4	0,3	13,6	11,6	80	14,7	1,8	33,8	5,6	23,5	8,0	20,6
20	7,0	0,3	11,1	10,9	73	11,9	1,3	29,4	4,5	20,3	6,2	17,3
21	5,3	0,3	10,0	10,6	68	10,8	1,0	26,2	4,0	18,6	5,4	15,7
22	3,8	0,1	9,6	10,8	65	10,6	1,0	25,4	3,8	18,2	5,4	15,2
23	2,9	0,0	9,4	11,1	62	10,5	1,0	25,0	3,8	18,0	5,6	15,0
24	2,4	—0,1	9,6	11,6	60	10,8	1,0	25,0	4,1	18,0	6,1	15,0
25	2,3	—0,2	9,8	12,4	60	11,3	1,4	25,0	4,5	18,3	6,7	15,0
26	2,4	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	2,5	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
28	2,6	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
29	3,0	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30	3,3	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Геопотенциальная высота H, км	Фактические наблюдения						Значения, рассчитанные по круговому нормальному закону распределения					
							1 %		10 %		20 %	
	$\bar{u}$	$\bar{v}$	c_{sa}	σ_r	c_{max}	c_{sc}	н	в	н	в	н	в
Июль, 20—40° с. ш.												
0	—0,3	0,4	4,9	5,0	—	4,5	—	—	—	—	—	—
1	0,5	0,3	6,9	7,4	—	6,7	1,0	15,5	2,2	11,7	4,0	9,8
2	0,9	0,2	7,2	7,8	—	7,1	1,0	16,5	2,5	12,2	4,0	10,3
3	1,4	0,1	7,5	8,1	61	7,4	1,0	17,7	2,9	12,7	4,0	10,8
4	2,1	0,0	8,0	8,4	58	7,7	1,0	18,0	3,0	13,5	4,3	11,3
5	2,7	0,0	8,5	8,7	58	8,2	1,0	19,8	3,0	14,0	4,5	11,7
6	3,3	—0,1	9,3	9,2	62	8,7	1,0	21,2	3,1	15,0	5,0	12,3
7	4,5	—0,1	10,3	9,8	70	9,5	1,0	23,5	3,5	16,8	5,4	13,7
8	5,6	—0,2	11,6	10,8	79	10,6	1,0	26,5	4,0	19,0	5,9	15,6
9	6,6	—0,3	13,0	12,1	87	12,2	1,0	29,7	4,5	21,3	6,5	17,6
10	7,3	—0,4	14,3	13,7	93	13,8	1,2	33,0	5,0	23,6	7,2	19,5
11	7,8	—0,4	15,2	15,6	96	15,7	1,5	36,2	5,5	25,8	8,5	21,8
12	8,0	—0,3	15,7	16,5	92	16,7	1,8	38,6	6,0	27,8	9,0	23,6
13	7,3	—0,3	15,5	16,4	88	16,1	1,6	38,5	5,7	27,3	8,5	23,5
14	5,3	—0,2	14,3	15,3	87	14,4	1,5	34,5	5,0	24,0	7,3	20,0
15	3,0	—0,1	12,8	14,0	89	12,8	1,2	30,3	4,5	20,7	6,0	17,0
16	0,8	0,0	11,8	12,4	91	11,2	1,0	26,5	4,3	18,0	5,2	14,7
17	—1,8	0,1	11,6	10,7	88	9,8	1,0	23,2	4,2	16,7	5,0	13,8
18	—4,4	0,1	11,9	9,4	79	8,9	1,1	22,4	4,5	16,5	5,5	14,0
19	—6,7	0,1	12,4	8,4	70	8,6	1,3	22,5	4,7	16,7	6,2	14,4
20	—8,8	0,1	13,0	7,8	64	8,8	1,5	23,0	5,2	17,2	7,0	15,0
21	—10,5	0,2	13,7	7,5	60	9,4	2,0	24,0	6,0	18,0	8,5	16,0
22	—11,9	0,2	14,7	7,6	62	10,5	2,3	25,5	6,7	19,3	9,0	17,2
23	—13,1	0,3	15,7	7,8	65	11,1	2,6	27,0	7,7	21,0	10,0	18,9
24	—14,4	0,4	16,9	8,2	69	12,2	3,0	28,7	8,9	22,6	11,0	20,7
25	—15,6	0,3	18,2	8,8	74	13,1	3,2	30,5	10,2	24,5	12,0	22,5
26	—16,8	0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	—17,9	0,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
28	—18,8	0,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
29	—19,7	0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30	—20,5	0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Январь, 40—60° с. ш.												
0	1,2	0,4	6,2	8,9	—	8,2	—	—	—	—	—	—
1	3,4	0,3	10,2	11,8	—	10,8	1,0	26,0	4,0	18,5	6,0	15,2
2	5,3	—0,1	11,5	12,7	—	12,5	1,0	28,8	4,3	20,5	6,5	17,2
3	7,1	—0,3	13,2	13,8	77	14,2	1,0	32,3	5,0	23,0	7,2	19,5
4	8,8	0,0	15,1	15,4	88	16,0	1,5	36,5	5,7	26,4	8,1	22,3
5	10,2	0,3	17,2	17,2	97	18,0	2,0	41,5	6,7	30,4	9,5	25,5
6	11,5	0,2	19,5	19,3	101	20,2	2,3	47,4	7,5	34,5	10,8	29,5
7	12,7	—0,2	21,8	21,2	102	22,2	2,6	53,0	8,3	38,0	12,3	32,5
8	14,0	—0,5	23,7	23,0	101	24,1	3,0	57,5	8,7	40,8	13,5	35,0
9	15,1	—0,7	24,8	23,8	99	25,2	3,0	59,0	9,1	42,0	14,0	36,0
10	16,2	—0,7	24,5	22,2	98	24,0	3,0	57,5	9,4	41,2	14,0	35,3
11	17,0	—0,8	23,9	20,7	100	23,9	3,0	55,3	9,2	39,7	13,5	34,5
12	17,4	—0,8	23,1	19,4	99	23,9	3,0	52,7	9,0	38,0	12,7	33,5
13	17,6	—0,7	22,3	18,1	96	23,8	3,2	50,3	9,2	37,1	12,5	32,5
14	17,6	—0,7	21,4	17,0	93	23,5	3,2	48,0	9,3	35,2	12,4	31,3
15	17,3	—0,6	20,6	16,1	91	23,4	3,1	45,7	9,2	34,0	12,3	30,1
16	16,7	—0,5	19,9	15,3	89	22,1	3,0	44,0	9,0	33,0	12,0	28,7
17	16,0	—0,4	19,4	14,8	88	20,7	2,5	43,0	8,6	32,3	11,5	27,7
18	15,5	—0,2	19,0	14,6	89	20,1	2,3	42,5	8,2	31,8	11,2	27,0
19	15,0	—0,1	18,9	14,9	90	19,7	2,0	42,5	8,0	31,5	11,0	26,8
20	14,6	—0,0	19,0	15,5	91	17,6	2,0	42,8	8,0	32,0	11,0	27,0
21	14,5	—0,1	19,5	16,5	93	20,0	2,2	44,4	8,1	32,7	11,0	27,5
22	14,4	—0,2	20,3	17,5	96	20,7	2,5	46,7	8,4	34,4	11,2	29,0
23	14,3	—0,4	21,4	18,9	99	22,0	2,8	49,5	8,8	36,2	11,6	31,0
24	14,4	—0,4	23,0	24,0	103	23,0	3,3	52,5	9,2	38,3	12,2	33,0
25	14,5	—0,4	24,8	22,2	107	24,0	3,8	55,5	9,7	40,5	12,8	35,5
26	14,8	—0,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	15,1	—0,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
28	15,4	—0,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
29	15,7	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30	16,0	—0,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Геопотенциальная высота *H*, км	Фактические наблюдения						Значения, рассчитанные по круговому нормальному закону распределения					
							1 %		10 %		20 %	
	$\bar{u}$	$\bar{v}$	c_{sa}	σ_r	c_{max}	c_{sc}	н	в	н	в	н	в
Июль, 40—60° с. ш.												
0	0,8	0,2	5,5	6,0	—	5,5	—	—	—	—	—	—
1	1,8	0,1	7,5	8,4	—	7,6	1,0	18,5	3,0	13,5	3,6	10,5
2	2,9	0,0	8,0	8,9	—	8,4	1,0	19,5	3,0	14,5	4,2	11,4
3	4,1	—0,1	8,9	9,5	70	9,3	0,9	20,8	3,0	15,9	5,0	12,7
4	5,3	—0,2	10,0	10,2	69	10,4	0,8	23,2	3,7	17,5	5,7	14,4
5	6,5	—0,2	11,4	11,1	69	11,5	0,8	26,5	4,5	19,5	6,5	16,4
6	7,8	—0,3	13,1	12,6	70	13,3	1,0	31,5	5,0	21,8	7,3	18,5
7	9,0	—0,3	15,4	14,4	73	15,0	1,2	36,7	5,5	25,0	8,2	21,2
8	10,5	—0,4	17,5	16,2	76	16,8	1,5	41,3	6,0	28,5	9,3	34,0
9	11,5	—0,4	19,0	17,9	79	13,9	1,9	45,0	6,5	31,5	10,4	26,6
10	12,7	—0,6	20,0	18,8	82	20,6	2,0	47,0	7,5	33,8	11,5	28,5
11	13,6	—0,9	20,3	18,8	83	21,3	2,0	47,5	8,0	34,5	12,0	29,4
12	14,3	—0,9	20,3	18,1	81	20,9	2,0	47,0	8,0	33,8	11,9	29,0
13	14,0	—0,8	18,0	16,5	80	21,4	1,7	43,5	7,2	31,5	10,5	27,0
14	12,0	—0,6	15,0	14,2	83	18,9	1,5	37,2	6,3	27,0	8,8	22,8
15	9,0	—0,4	12,0	12,0	86	14,8	1,2	31,0	5,4	22,0	7,2	18,5
16	6,0	—0,2	9,8	10,2	89	11,0	1,1	25,5	4,5	18,5	5,8	15,5
17	4,0	—0,1	8,4	9,0	88	8,9	1,0	21,5	3,7	16,0	4,7	13,2
18	2,2	—0,1	7,8	8,2	79	7,6	1,0	19,2	3,3	14,4	4,3	11,8
19	0,1	—0,1	7,2	7,6	70	6,8	1,0	17,6	3,0	13,3	4,0	10,7
20	—1,8	0,0	6,8	7,2	63	6,7	1,0	16,8	3,0	12,5	4,0	10,1
21	—3,1	0,0	6,8	7,2	60	7,2	1,0	16,8	3,0	12,0	4,0	10,0
22	—4,5	0,0	7,2	7,3	62	7,9	1,0	17,5	3,1	12,5	4,3	10,7
23	—5,8	0,1	7,8	7,4	66	8,6	1,0	18,5	3,4	13,5	4,5	11,5
24	—6,9	0,1	8,9	7,4	68	8,9	1,0	19,6	3,8	14,5	4,9	12,5
25	—8,0	0,1	10,4	7,5	72	8,6	1,0	21,0	4,2	15,8	5,5	14,0
26	—9,1	0,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	—10,0	—0,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
28	—10,9	—0,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
29	—11,6	—0,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30	—12,2	0,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Январь, 60—80° с. ш.												
0	0,0	—0,2	5,3	7,3	—	6,8	—	—	—	—	—	—
1	1,6	—0,3	8,8	10,3	—	9,4	1,0	22,5	3,0	15,5	5,0	13,8
2	2,5	—0,4	10,6	11,4	—	10,4	1,0	24,5	3,5	17,2	5,3	14,6
3	3,5	—0,4	12,2	12,6	84	11,6	1,0	27,5	4,2	19,5	6,0	16,5
4	4,8	—0,3	13,8	14,3	93	13,5	1,4	31,4	5,0	23,0	7,0	19,0
5	5,7	—0,2	15,2	16,4	100	15,5	1,8	36,0	5,8	26,5	7,8	21,6
6	6,3	0,0	16,6	18,1	102	17,0	2,0	39,8	6,5	29,0	8,2	24,0
7	6,9	0,1	17,8	19,6	101	18,5	2,0	43,0	6,8	31,0	9,4	26,0
8	7,5	0,2	19,0	20,5	100	19,4	2,0	45,3	7,0	32,6	9,8	27,5
9	8,0	0,2	19,0	20,0	99	19,3	2,0	45,4	7,0	32,3	10,0	27,3
10	8,7	0,1	17,8	18,7	98	18,5	2,0	43,5	7,0	31,0	9,7	26,0
11	9,4	0,0	17,0	17,6	100	18,1	2,0	42,4	7,0	30,2	9,0	25,1
12	10,1	0,1	17,0	16,9	102	17,7	2,0	41,8	6,9	30,0	9,2	25,0
13	10,9	0,1	17,2	16,5	102	18,0	2,0	41,7	6,8	30,3	9,7	25,1
14	11,9	0,3	17,8	16,3	102	18,4	2,0	41,8	6,9	30,8	10,2	25,5
15	12,9	0,4	18,6	16,4	101	18,7	2,0	42,5	7,0	31,5	10,6	26,5
16	14,0	0,4	19,6	16,7	98	19,4	2,1	44,0	7,3	32,7	11,3	27,5
17	15,5	0,3	21,0	17,3	94	20,9	2,3	46,0	8,0	34,3	12,0	28,8
18	17,0	0,2	22,6	18,0	91	22,2	2,5	48,8	8,5	36,5	13,0	30,5
19	18,7	0,0	24,4	19,0	90	23,8	2,7	52,4	9,5	39,0	14,0	33,0
20	18,2	—0,1	26,4	20,3	94	25,8	3,0	56,5	10,4	42,0	15,4	36,0
21	17,4	—0,3	28,6	22,2	99	28,8	3,4	61,3	11,3	46,0	16,5	39,2
22	16,6	—0,6	31,0	24,0	106	31,1	3,7	67,0	12,2	50,0	18,0	43,0
23	16,4	—0,8	34,0	26,0	112	32,6	4,1	72,8	13,3	54,5	19,5	47,5
24	16,6	—1,2	37,0	28,0	119	34,0	4,5	79,4	14,3	59,5	21,0	52,0
25	17,0	—1,5	40,4	30,0	126	35,0	5,0	86,0	15,5	65,0	22,5	57,0
26	17,5	—1,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	17,9	—1,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
28	18,3	—1,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
29	18,6	—0,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
30	18,8	—0,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Примечание. н — низкие значения, в — высокие.

приведены следующие характеристики вектора скорости ветра: u — средняя зональная составляющая результирующего вектора скорости ветра; v — средняя меридиональная составляющая результирующего вектора скорости ветра; c_{sa} — средняя скалярная скорость ветра по фактическим наблюдениям; c_{sc} — средняя скалярная скорость ветра, рассчитанная

лиса, нелинейные взаимодействия, преобразования в энергетическом цикле атмосферных процессов вносят свой вклад в общую циркуляцию, которую уже невозможно объяснить простой схемой.

На рис. 3.2.1—3.2.4 [21] представлены поля характеристик ветра на уровне 200 гПа. На рисунках проявляются основ-

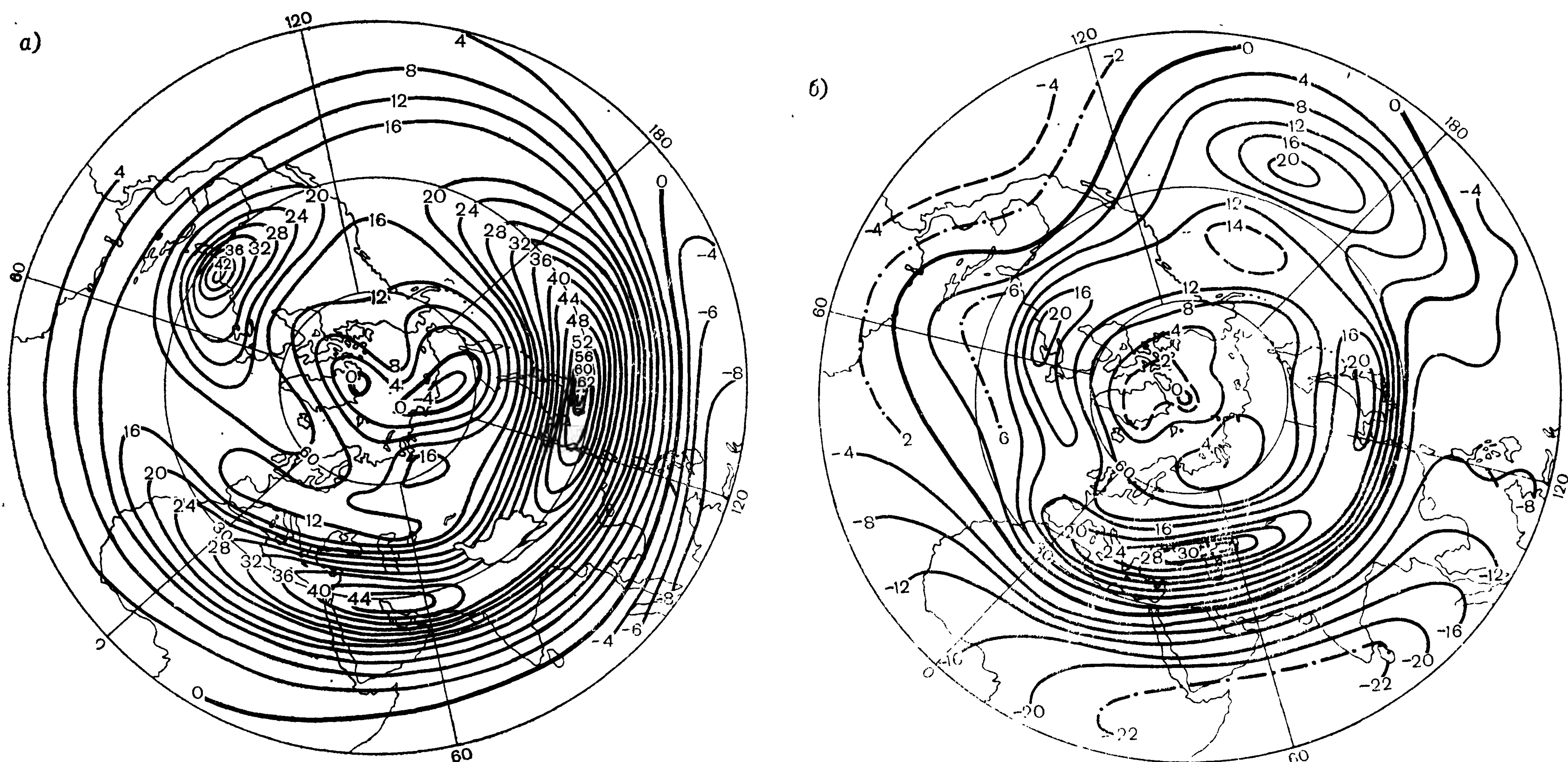


Рис. 3.2.1. Средняя зональная скорость ветра (м/с) на уровне 200 гПа в январе (*а*) и июле (*б*) [21].

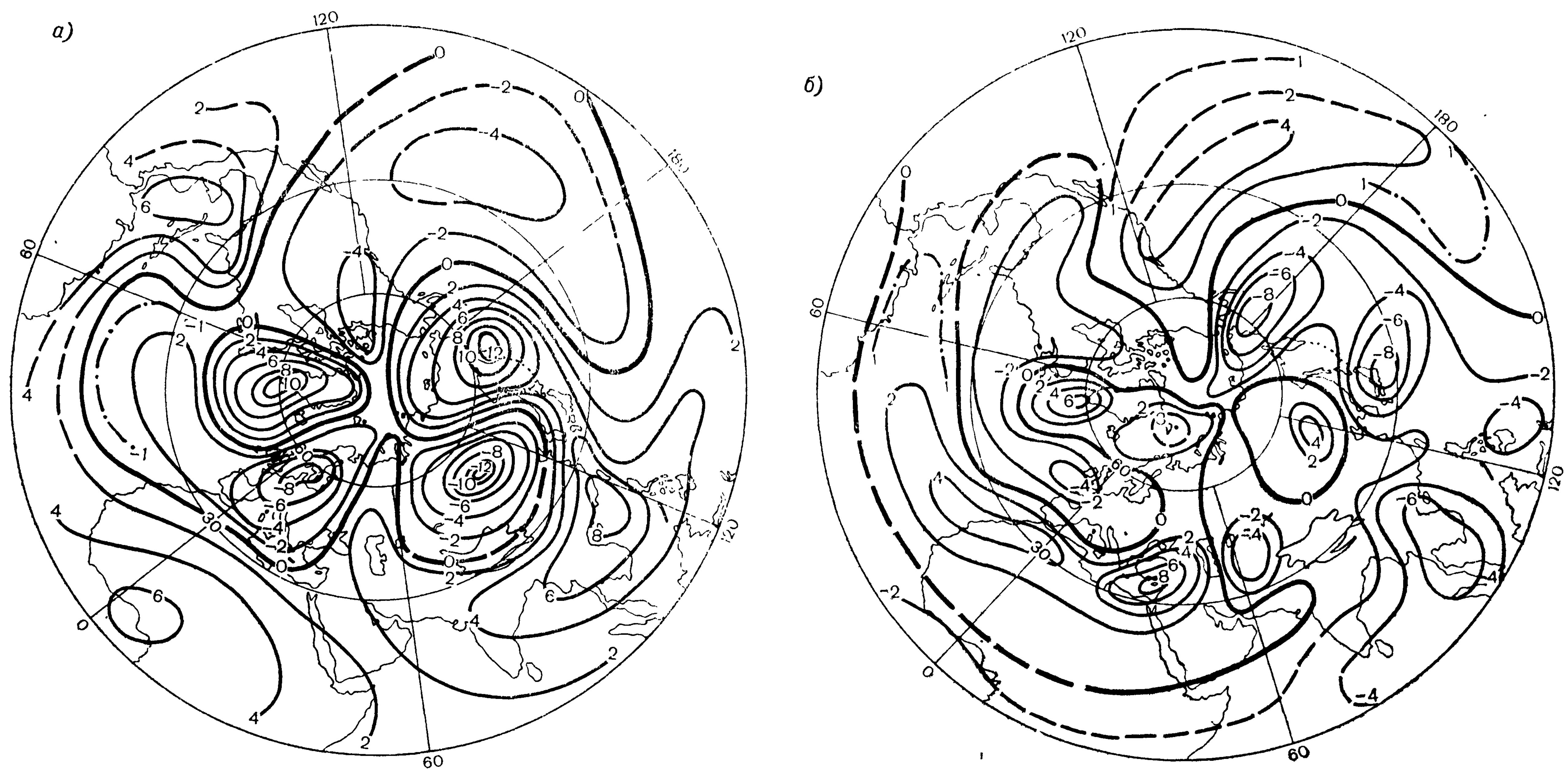


Рис. 3.2.2. Средняя меридиональная скорость ветра (м/с) на уровне 200 гПа в январе (*а*) и июле (*б*) [21].

на основе нормального кругового закона распределения; σ_r — среднее квадратическое отклонение векторов скорости ветра (векторное квадратическое отклонение); c_{max} — максимальная скорость ветра, наблюдаемая один раз в десять лет.

3.2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Пространственная картина циркуляции определяется температурными контрастами экватор—полюс и сезонными температурными контрастами океан—материки, которые обеспечивают первоначальную энергетику движений. Сила Корио-

ные особенности циркуляции в северном полушарии вблизи уровня ее наибольшей интенсивности. В южном полушарии поля характеристик ветра еще более зонально однородны, так как роль материков в формировании незональных элементов циркуляции здесь мала.

Простой схемы годового хода скорости ветра также не существует. От зимы к лету происходит ослабление зональной циркуляции тропосферы, и зона струйных течений смещается к югу. Муссонные циркуляции меняют знак. В стратосфере западная циркуляция сменяется восточной в теплую половину года. Смена западных и восточных ветров с квазидвухлетней цикличностью происходит в нижней стратосфере экваториальной зоны.

Зоны струйных течений хорошо видны на рис. 3.2.1. Наибольшая скорость ветра в струйных течениях достигается

в областях выхода струйного течения с материка на океан в зимнее время. Направление ветра у поверхности Земли представлено на рис. 2.3.7.

Суточный ход скорости ветра у поверхности Земли может определяться местной орографической циркуляцией: бриз, горно-долинная циркуляция, стоковый ветер и др. При

ставила —1,5 см/с. В изменчивости вертикальной составляющей выделяются два различных режима — с $\sigma = 11{,}5$ см/с и $\sigma = 32$ см/с. В отдельных ячейках циркуляции, особенно орографических, средние вертикальные скорости могут быть заметно бо́льшими. В конвективных системах вертикальные скорости могут достигать значений порядка 1 м/с.

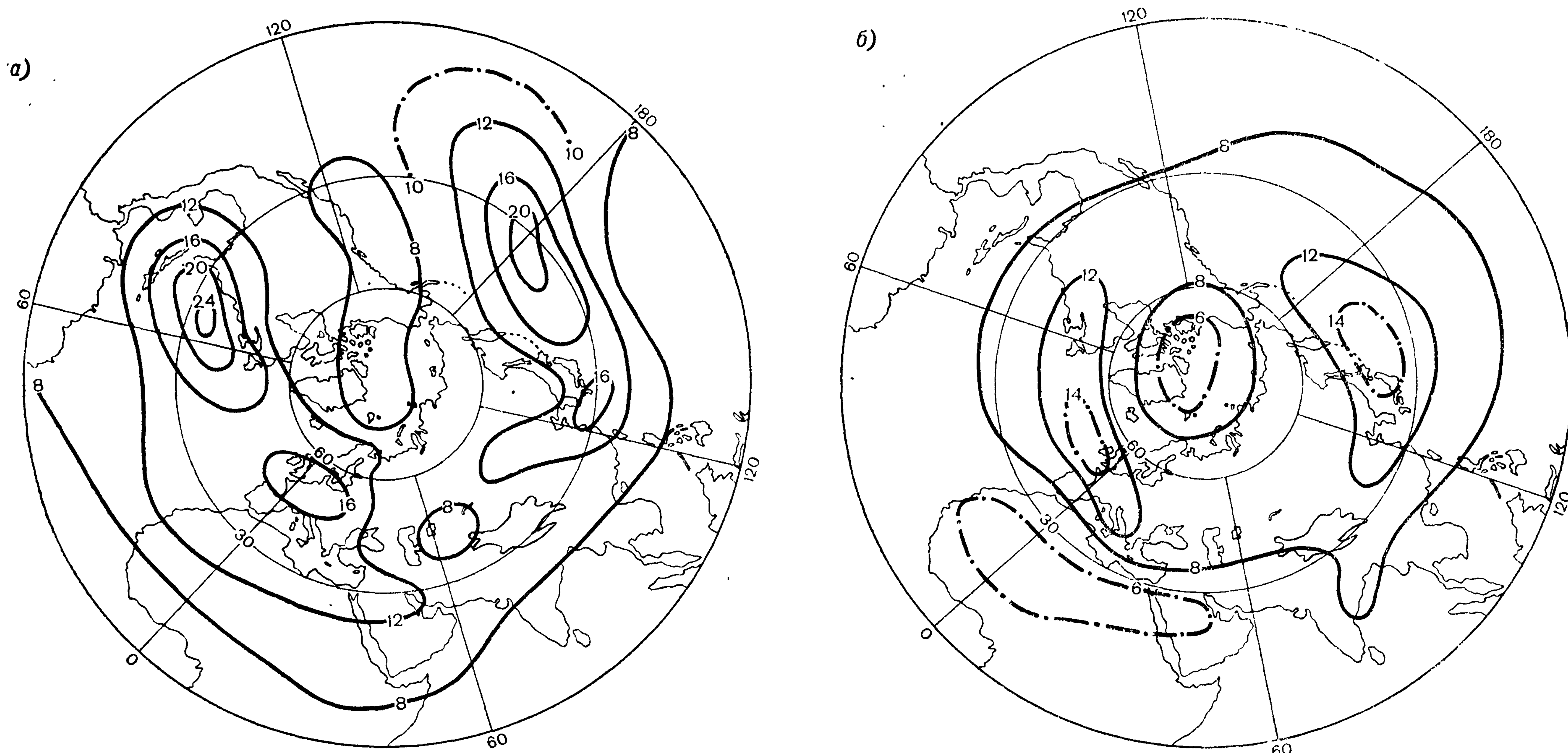


Рис. 3.2.3. Среднее квадратическое отклонение (м/с) зональной скорости ветра на уровне 200 гПа в январе (*а*) и июле (*б*) [21].

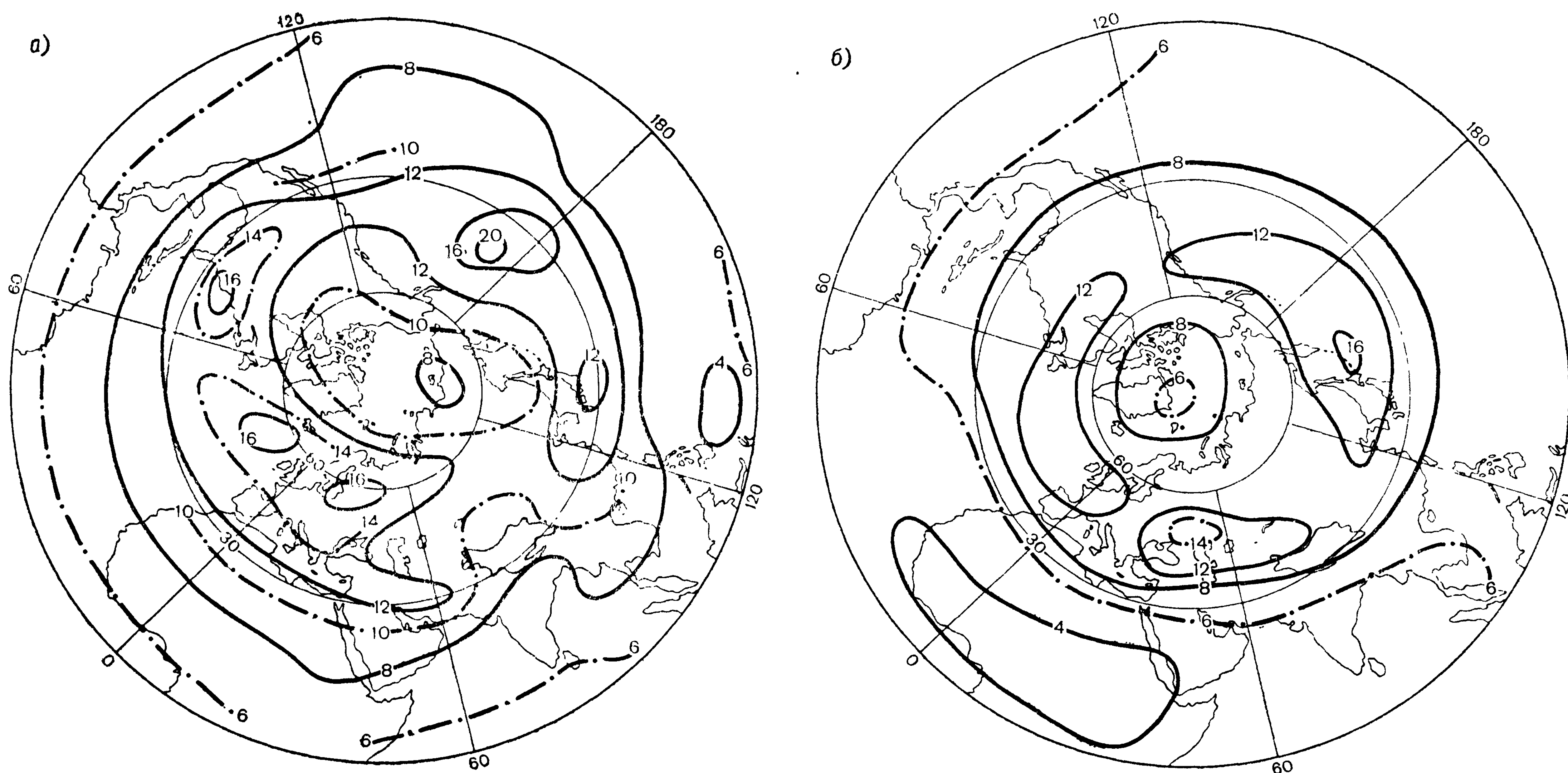


Рис. 3.2.4. Среднее квадратическое отклонение (м/с) меридиональной скорости ветра на уровне 200 гПа в январе (*а*) и июле (*б*) [21].

отсутствии местных циркуляций скорость ветра у поверхности Земли возрастает днем при увеличении интенсивности вертикального турбулентного обмена, который передает больший импульс в нижние слои воздуха. Наибольшая скорость ветра над территорией СССР наблюдается у побережий в зимнее время. Соответственно большие скорости ветра отмечаются на островах. При оценке режима ветра у поверхности Земли необходимо учитывать орографическое воздействие географического ландшафта местности, окружающий микрорельеф и окружающую застройку.

Вертикальные перемещения воздуха в среднем малы. Так, по радиолокационным наблюдениям на Аляске [53] на высоте 6 км средняя скорость вертикального движения со-

3.3. ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И КОРРЕЛЯЦИИ

Основными параметрами случайного двумерного вектора скорости ветра являются следующие:

1) средний результирующий вектор $\mathbf{v}_r$, составляющие которого по ортогональным осям x, y суть $\bar{u}$, $\bar{v}$ (положительным направление осей x и y будет при западном и южном ветре соответственно);

2) средние квадратические отклонения σ_u, σ_v, характеризующие изменчивость (рассеяние) составляющих векторов ветра по осям x, y относительно средних их значений $\bar{v}$; $\bar{u}$,

3) коэффициент корреляции r между составляющими вектора скорости ветра.

Таким образом, случайный двумерный вектор характеризуется пятью параметрами: $\bar{u}$, $\bar{v}$, σ_u, σ_v, r. Величины $c_r = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2}$, $\theta = \operatorname{arctg}(\bar{u}/\bar{v})$, $\sigma_r = (\sigma_u^2 + \sigma_v^2)^{1/2}$ называются модулем результирующего вектора, направлением результирующего вектора и векторным квадратическим отклонением соответственно. Последний параметр описывает меру рассеяния отдельных векторов относительно результирующего.

Перечисленные выше величины есть параметры плотности вероятности нормально распределенного вектора **v**:

$$f(\mathbf{v}) = f(u, v) = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_v(1 - r^2)^{1/2}} \times$$
$$\times \exp\left\{-\frac{1}{2(1-r^2)}\left[\frac{(u-\bar{u})^2}{\sigma_u^2} - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \frac{2r(u-\bar{u})(v-\bar{v})}{\sigma_u\sigma_v} + \frac{(u-\bar{v})^2}{\sigma_v^2}\right]\right\}. \qquad (3.3.1)$$

В том случае, когда рассматривается распределение только модулей векторов скорости ветра, вводятся дополнительные климатические характеристики:

1) средняя скалярная скорость ветра

$$c_s = \int_0^\infty c f(c)\, dc, \qquad (3.3.2)$$

где $f(c)$ — плотность вероятности скорости ветра c;

2) скалярное квадратическое отклонение, характеризующее рассеяние скорости ветра относительно c_s:

$$\sigma_s^2 = \int_0^\infty (c - c_s)^2 f(c)\, dc. \qquad (3.3.3)$$

Отклонения векторов скорости ветра характеризуются вектором $\mathbf{u} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_r$.

Векторы $\mathbf{u}_i = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_r$ заполняют площадь определенной формы, которая в свободной атмосфере может быть либо эллипсом, либо кругом. Вытянутость эллипса рассеяния зависит от параметра эллиптичности

$$L = \frac{2\sigma_u\sigma_v(1 - r^2)^{1/2}}{\sigma_u^2 + \sigma_v^2}.$$

При $L = 0$ эллипс вырождается в прямую линию; при $L = 1$ он переходит в круг. В том случае, когда $L = 1$ ($\sigma_u = \sigma_v$, $r = 0$), рассеяние будет круговым. Радиус R этого круга при вероятности попадания в него, равной P,

$$R = \sigma_r \sqrt{\ln\frac{1}{1-P}} \qquad (3.3.4)$$

определяется только векторным квадратическим отклонением.

Широкое практическое применение в аэроклиматологии нашел закон нормального кругового распределения [20, 21, 31, 32, 46]

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi\sigma_r^2}\exp\left\{-\frac{1}{\sigma_r^2}\left[c_r^2 + c^2 - 2cc_r\cos(\varphi - \theta)\right]\right\}, \qquad (3.3.5)$$

$$f(c) = \frac{2c}{\sigma_r^2}\exp\left\{-\frac{c^2 + c_r^2}{\sigma_r^2} I_0\left(\frac{2cc_r}{\sigma_r^2}\right)\right\} \qquad (3.3.6)$$

$$f(\varphi) = \frac{e^{-\lambda^2}}{2\pi}\left\{1 + \sqrt{\pi}\, y e^{-y^2}\left[1 + \Phi(y)\right]\right\}. \qquad (3.3.7)$$

Здесь $f(\mathbf{v})$, $f(c)$ и $f(\varphi)$ — плотность распределения вектора скорости ветра, модуля вектора скорости ветра и его направления соответственно; $I_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента:

$$y = \lambda\cos(\varphi - \theta); \quad \lambda = c_r/\sigma_r, \quad \Phi(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^y e^{-\xi^2} d\xi$$

есть интеграл ошибок. Выражение для плотности вероятности модуля вектора (3.3.6) называется обобщенным законом Рэлея. Как показывает изучение фактического поля скорости ветра, приведенные выше соотношения обеспечивают достаточность результатов при $|r| \leqslant 0{,}2$ и при $\sigma_u/\sigma_v = 0{,}80 \ldots$ $\ldots 1{,}20$, что должно соответствовать $L \approx 0{,}96$.

Согласно определению функции распределения скорости ветра, в случае обобщенного закона Рэлея она принимает вид

$$P(c \leqslant C) = \frac{2}{\sigma_r^2} e^{-\lambda^2} \int_0^C e^{-\frac{c^2}{\sigma_r^2}} I_0\left(\frac{2\lambda c}{\sigma_r}\right) c\, dc =$$
$$= 2e^{-\lambda} \int_0^{\lambda'} e^{-x^2} I_0(2\lambda x)\, x\, dx = F(\lambda, \lambda'), \qquad (3.3.8)$$

где $\lambda' = C/\sigma_r$.

Эта функция затабулирована (табл. 3.3.1).

Таблица 3.3.1

Значения функции $P(0 < c < C) = F(\lambda, \lambda')$ (%), полученные в соответствии с законом нормального кругового распределения

$\lambda = c_r/\sigma_r$	$\lambda = c/\sigma_r$														
	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0
0,1	3,9	14,6	30,0	46,9	62,8	76,0	85,6	92,1	95,9	98,1	99,2	99,6	99,9	99,9	100,0
0,2	3,8	14,2	29,2	45,9	61,8	75,0	84,8	91,5	95,6	97,9	99,0	99,6	99,8	99,9	100,0
0,3	3,6	13,6	28,0	44,3	60,0	73,3	83,4	90,4	94,9	97,5	98,8	99,5	99,8	99,9	100,0
0,4	3,3	12,8	26,5	42,2	57,6	71,0	81,5	89,0	93,9	96,9	98,5	99,3	99,7	99,9	100,0
0,5	3,1	11,7	24,6	39,5	54,6	68,1	79,0	87,2	92,7	96,1	98,1	99,1	99,6	99,8	99,9
0,6	2,8	10,6	22,4	36,5	51,1	64,7	76,1	84,8	91,0	95,1	97,5	98,8	99,5	99,8	99,9
0,7	2,4	9,4	20,1	33,2	47,3	60,8	72,6	82,1	89,0	93,8	96,7	98,4	99,2	99,7	99,9
0,8	2,1	8,2	17,7	29,8	43,2	56,5	68,7	78,8	86,6	92,1	95,6	97,8	98,9	99,5	99,8
0,9	1,8	7,0	15,4	26,3	38,9	52,0	64,4	75,2	83,8	90,1	94,4	97,0	98,5	99,3	99,7
1,0	1,5	5,9	13,1	22,9	34,6	47,2	59,7	71,0	80,4	87,7	92,7	96,0	98,0	99,0	99,6
1,1	1,2	4,8	11,0	19,6	30,3	42,4	54,8	66,6	76,7	84,8	90,7	94,7	97,2	98,6	99,4
1,2	1,0	3,9	9,0	16,5	26,2	57,6	49,7	61,7	72,5	81,5	88,3	93,2	96,2	98,1	99,1
1,3	0,7	3,1	7,3	13,7	22,3	32,9	44,6	56,7	68,0	77,8	85,5	91,2	95,0	97,3	98,7
1,4	0,6	2,4	5,8	11,2	18,7	28,4	39,5	51,5	63,1	73,7	82,3	88,9	93,5	96,4	98,2
1,5	0,4	1,8	4,6	9,0	15,5	24,1	34,5	46,2	58,0	69,1	78,5	86,1	91,6	95,2	97,5
1,6	0,3	1,4	3,5	7,1	12,6	20,2	29,8	40,9	52,6	64,2	74,4	82,9	89,2	93,6	96,5
1,7	0,2	1,0	2,6	5,5	10,1	16,7	25,4	35,8	47,3	59,1	69,9	79,3	86,6	91,8	95,4
1,8	0,2	0,7	2,0	4,2	8,0	13,6	21,3	31,0	42,0	53,8	65,0	75,2	83,4	89,5	94,0
1,9	0,1	0,5	1,4	3,2	6,2	10,9	17,5	26,3	36,6	48,2	59,6	70,4	79,5	86,6	91,8
2,0	0,1	0,4	1,0	2,3	4,7	8,6	14,3	22,1	31,7	42,8	54,3	65,7	75,5	83,5	89,7
2,1	0,1	0,3	0,7	1,7	3,6	6,7	11,5	18,4	27,1	37,7	49,1	60,8	71,4	80,2	87,4
2,3	0,0	0,2	0,5	1,2	2,6	5,1	9,0	14,9	22,6	32,5	43,4	55,1	66,2	75,7	83,9
2,2	0,0	0,1	0,3	0,8	1,8	3,8	6,9	11,9	18,6	27,5	37,8	49,3	60,5	70,6	79,7
2,4	0,0	0,1	0,2	0,6	1,3	2,8	5,3	9,3	15,0	23,0	32,4	43,5	54,8	65,2	75,0

С помощью табл. 3.3.1 [31] можно вычислить $P(c \leqslant C)$ для значений $\lambda \leqslant 2{,}4$. Если же требуется вычислить эту вероятность при таких условиях режима скорости ветра, когда $\lambda = c_r/\sigma_r > 2{,}4$, можно воспользоваться асимптотической формулой

$$P(c \leqslant C) \approx 1 - \left\{ \frac{1}{2}\left[1 + \Phi(\lambda - \lambda')\right] + \frac{1}{4\lambda\sqrt{\pi}} e^{-(\lambda - \lambda')^2} \right\}, \tag{3.3.9}$$

которая следует из формулы (3.3.8) при $2\lambda\lambda' \geqslant 10$, $\lambda > \lambda'$.

Распределение скорости ветра в свободной атмосфере хорошо удовлетворяет закону Рэлея

$$f(c) = 2hce^{-hc^2}, \tag{3.3.10}$$

где параметр h определяется средней скалярной скоростью:

$$h = \frac{\pi}{4} \frac{1}{c_s^2}, \tag{3.3.11}$$

так что

$$f(c) = \frac{\pi}{2} \frac{c}{c_s^2} e^{-\frac{\pi}{4}\left(\frac{c}{c_s}\right)^2}, \tag{3.3.12}$$

$$P(c \leqslant C) = 1 - e^{-\frac{\pi}{4}\left(\frac{C}{c_s}\right)^2}, \tag{3.3.13}$$

$$P(c \geqslant C) = \exp\left[-\frac{\pi}{4}\left(\frac{C}{c_s}\right)^2\right]. \tag{3.3.14}$$

Аналитическая простота этого однопараметрического закона и его большая точность при $c_s/C < 1$ дают возможность быстро решать многие важные практические задачи.

Зная c_r и c_s, можно исходя из закона нормального кругового распределения получить векторное и скалярное квадратические отклонения расчетным путем на основе зависимости λ и q.

Так, векторное квадратическое отклонение описывается выражением

$$\sigma_r = \frac{q}{\lambda(q)} c_s. \tag{3.3.15}$$

Значения $\lambda(q)$ приведены в табл. 3.3.2 [21], а параметр $q = c_r/c_s$ является характеристикой устойчивости направления ветра.

Для определения скалярного квадратического отклонения σ_s требуются те же климатические характеристики, что и для вычисления σ_r. Действительно, из соотношений $\bar{c}^2 = c_s^2 + \sigma_s^2$ и $\bar{c}^2 = c_r^2 + \sigma_r^2$ получаем тождество $\sigma_s^2 = c_r^2 + \sigma_r^2 - c_s^2$, из которого путем простых преобразований легко получить нужную связь:

$$\sigma_s = c_s \sqrt{\frac{q^2}{\lambda^2(q)} + q^2 - 1}. \tag{3.3.16}$$

Зная параметры λ и q, по значениям c_r и σ_r можно определить c_s и σ_s.

Распределение скорости ветра у поверхности Земли и в пограничном слое атмосферы может иметь более сложный характер. Тогда определяют число случаев штилей и характеристики распределения скоростей ветра по 8 (или 16) румбам. Результаты представляют в виде таблицы, графические изображения которой называют розами ветров [36].

Распределение скорости ветра у поверхности Земли описывают законом Вейбулла [19, 47, 50, 51, 54, 56]. Его же используют для совокупностей данных по отдельным румбам. Распределение Вейбулла удобно применять в решении задач ветроэнергетики [47]. Если известны статистические параметры распределения Вейбулла (a, b) для скорости ветра, то статистические параметры распределения Вейбулла энергетической характеристики ветра, пропорциональной c^3, будут a, $b/3$.

Повышение точности аппроксимации эмпирического распределения скорости ветра достигается при использовании трехпараметрической функции Вейбулла [56]

$$P(x, a, b, x_0) = 1 - \exp\{-[(x - x_0)/a]^b\}, \quad x \geqslant x_0.$$

При оценке вероятности больших скоростей ветра применяют общепринятые методы определения экстремальных значений случайной величины, а также распределение Вейбулла и его модификации. Следует, кроме того, учитывать возможности интенсивных (особо опасных) явлений погоды, таких, например, как смерч (торнадо). Сведения о максимальных скоростях ветра в таких системах приведены в главе 7. Появление таких систем метеорологическими станциями практически не фиксируется, приборы станций в случаях особо опасных явлений погоды выходят из строя. Вероятность ветрового воздействия при этом может быть оценена только для некоторой территории субъективно.

Применяется также аппроксимация распределения скорости ветра совокупностью двух гамма-распределений [33, 34]. Если из значений скорости ветра у поверхности Земли извлечь квадратный корень, то распределение преобразованных величин будет близко к нормальному. Такое преобразование удобно для построения моделей авторегрессии скорости ветра [46].

Временна́я корреляция скорости ветра у поверхности Земли со сдвигом в одни сутки не имеет практического значения, для скорости ветра в свободной атмосфере корреляционная функция убывает медленнее, а практически полезная корреляция скорости ветра в стратосфере зимой может сохраняться в течение нескольких суток, что иллюстрируют данные табл. 3.3.3 [42].

Пространственная структура корреляций поля ветра, представленного зональной и меридиональной составляющими, показана на рис. 3.3.1 [55]. Вычисление корреляции составляющих вектора скорости ветра произведено на основе геострофического ветра с использованием модели корреляции геопотенциала, представленной в главе 2. Полученные корреляции для скорости ветра хорошо соответствуют эмпирическим данным [48].

Самостоятельный интерес представляют корреляции продольной r_{ll} составляющей скорости ветра, направленной вдоль соединяющего две точки отрезка и поперечной r_{nn} (перпендикулярной) составляющей ветра. На рис. 3.3.2 [27] представлены эти корреляции для умеренных широт. Корреляции продольной и поперечной составляющих скорости ветра мо-

Таблица 3.3.2

Связь между параметрами $q = c_r/c_s$ и $\lambda = c_r/\sigma_r$ в соответствии с нормальным круговым распределением

q %	λ	q %	λ	q %	λ	q %	λ	q %	λ	q %	λ	q %	λ	q %	λ
1	0,010	25	0,227	49	0,483	73	0,871	13	0,117	37	0,350	61	0,652	85	1,255
2	0,020	26	0,237	50	0,495	74	0,896	14	0,125	38	0,362	62	0,667	86	1,300
3	0,030	27	0,246	51	0,507	75	0,918	15	0,134	39	0,371	63	0,684	87	1,353
4	0,038	28	0,256	52	0,519	76	0,945	16	0,145	40	0,380	64	0,700	88	1,410
5	0,045	29	0,266	53	0,533	77	0,970	17	0,154	41	0,394	65	0,716	89	1,478
6	0,055	30	0,275	54	0,546	78	1,996	18	0,164	42	0,404	66	0,736	90	1,550
7	0,065	31	0,285	55	0,562	79	1,023	19	0,173	43	0,413	67	0,753	91	1,635
8	0,074	32	0,295	56	0,573	80	1,067	20	0,180	44	0,425	68	0,771	92	1,735
9	0,082	33	0,305	57	0,589	81	1,092	21	0,190	45	0,437	69	0,788	93	1,863
10	0,089	34	0,316	58	0,605	82	1,130	22	0,201	46	0,447	70	0,806	94	2,000
11	0,098	35	0,327	59	0,621	83	1,173	23	0,210	47	0,459	71	0,825	95	2,200
12	0,108	36	0,340	60	0,635	84	1,212	24	0,219	48	0,471	72	0,850		

жно считать изотропными в отличие от явно анизотропных пространственных корреляций зональной и меридиональной составляющих.

Поле корреляционной зональной и меридиональной составляющих скорости ветра имеет свои географические особенности (рис. 3.3.3 [21]).

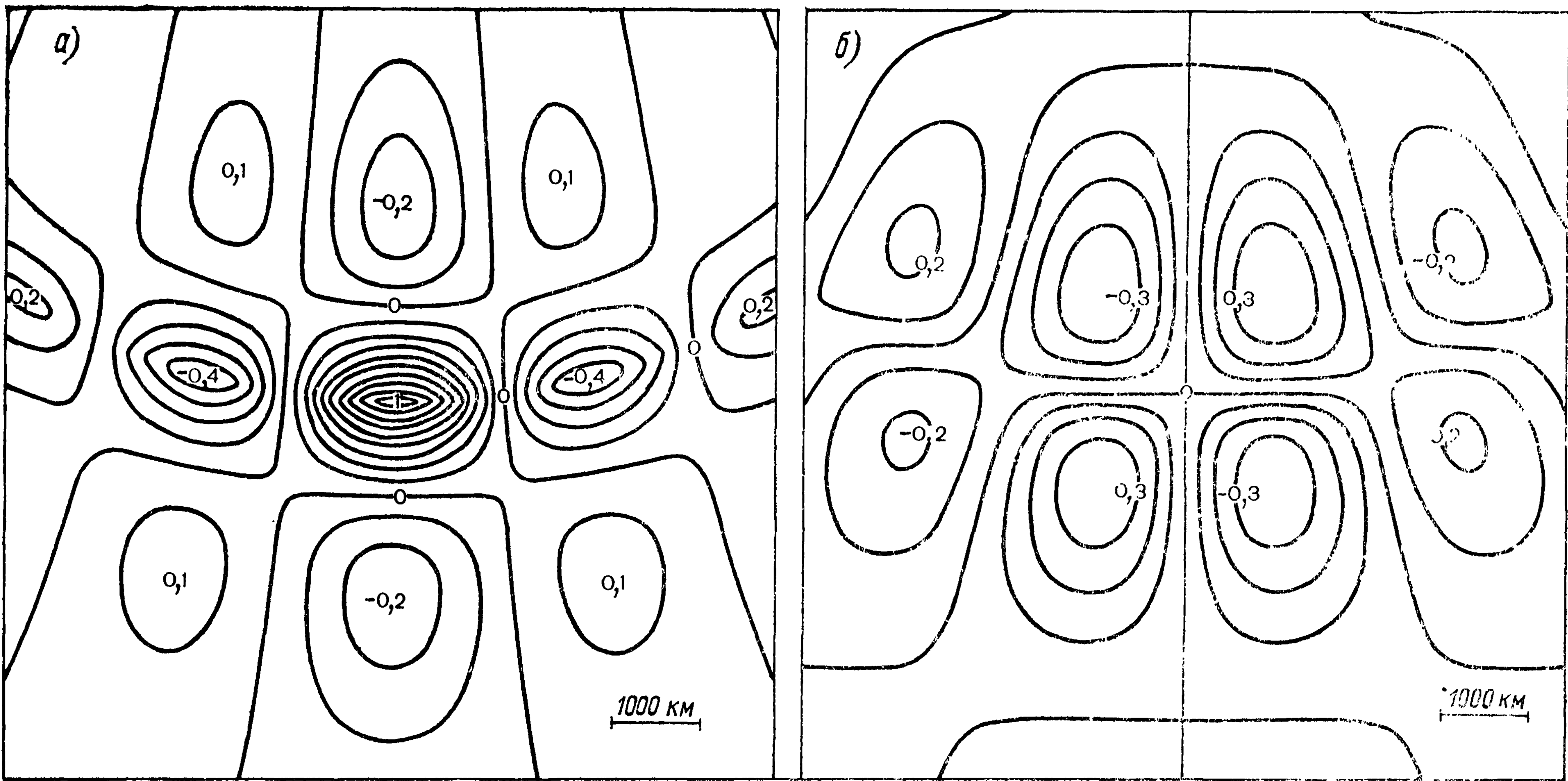


Рис. 3.3.1. Пространственная корреляция зональных составляющих скорости ветра (*а*) и взаимная корреляция зональной и меридиональной составляющих скорости ветра (*б*) [55].

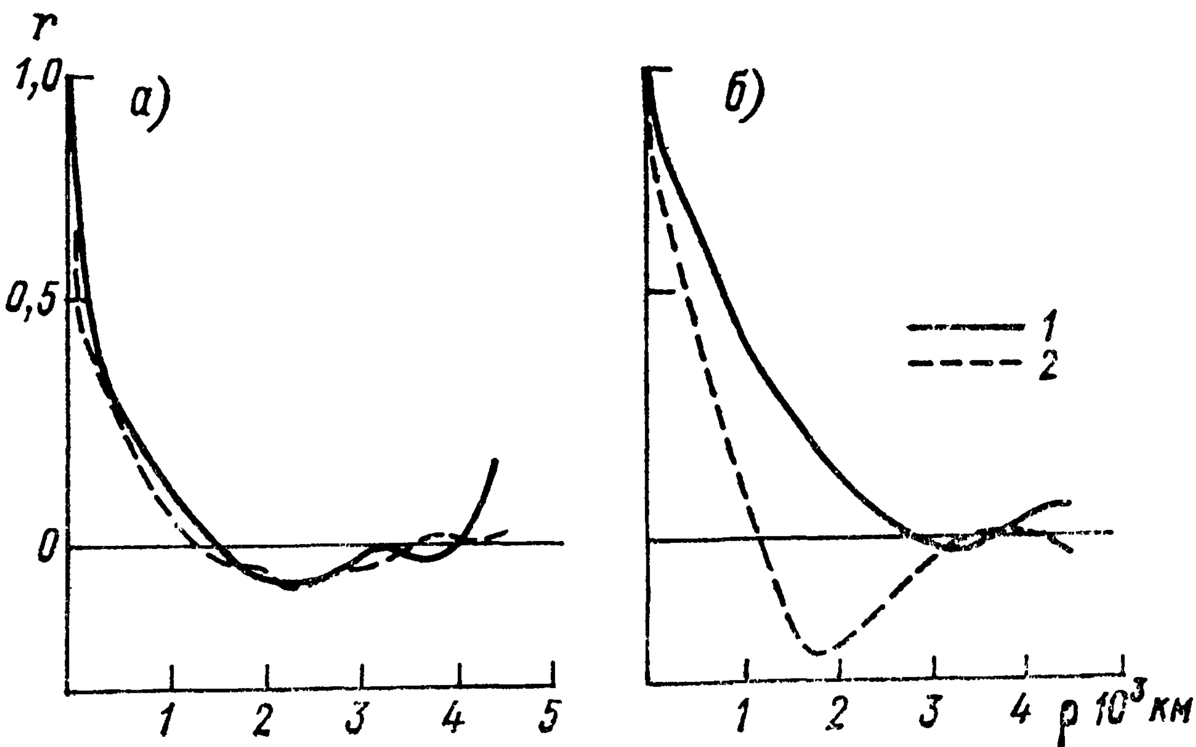


Рис. 3.3.2. Корреляционные функции продольной r_{ll} (*1*) и поперечной r_{nn} (*2*) составляющих ветра для поверхности Земли (*а*) и уровня 300 гПа (*б*) зимой [27].

Таблица 3.3.3

Временные корреляции ($r \cdot 100$) скорости ветра по ст. Москва

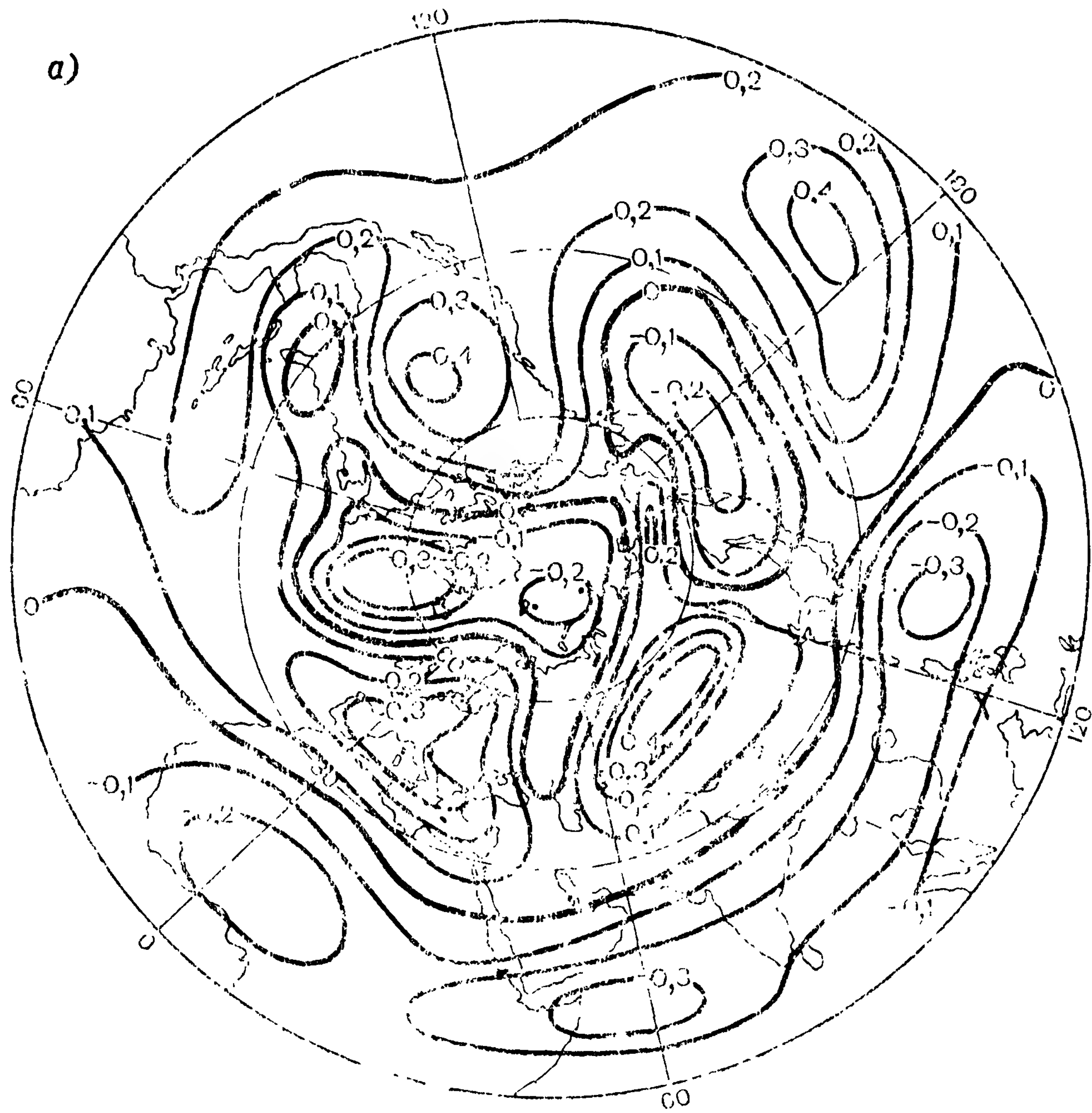
Уровень, гПа	Сдвиг, ч																	
	12	24	48	72	96	120	12	24	48	72	96	120	12	24	48	72	96	120
	Зональная составляющая						*Меридиональная составляющая*						*Модуль скорости*					
								Январь										
Земля	57	41	25	16	11	8	65	45	27	17	10	5	37	20	11	5	3	—5
850	72	50	24	12	3	3	75	57	34	22	12	6	49	24	8	6	4	—3
500	74	51	25	15	1	2	73	54	29	20	12	5	61	38	18	10	6	6
300	73	49	23	13	1	0	69	48	25	20	12	12	58	36	16	9	12	1
100	87	79	65	52	43	32	87	77	54	40	31	24	81	74	61	50	41	30
30	94	87	78	72	63	56	88	78	57	38	18	10	91	84	75	71	63	54
								Июль										
Земля	34	26	12	5	4	6	44	38	18	9	11	5	1	33	27	20	23	22
850	72	55	27	11	—2	—7	70	51	27	19	19	16	53	32	15	13	13	3
500	74	55	30	18	2	—11	77	59	37	23	17	13	65	47	29	20	10	0
300	66	38	20	17	1	—10	65	46	23	10	7	3	53	33	17	12	5	—5
100	67	57	37	24	12	4	67	56	42	32	33	26	52	49	35	26	21	17
30	24	18	18	17	17	13	23	20	9	3	—1	1	23	26	18	12	8	4

Данные о межуровенной корреляции составляющих скорости ветра можно представить в виде таблицы [41] (например, данные для Москвы в табл. 3.3.4). Затабулированы данные об обобщенных для географических зон и районов вертикальных корреляций [25, 26]. Для аналитического представления вертикальной корреляции скорости ветра предложена аппроксимация [49]

$$r(p_1/p_2) = [1 + k \ln^2 (p_1/p_2)]^{-1},$$

где p_1 и p_2 — давление на двух уровнях.

а)



б)

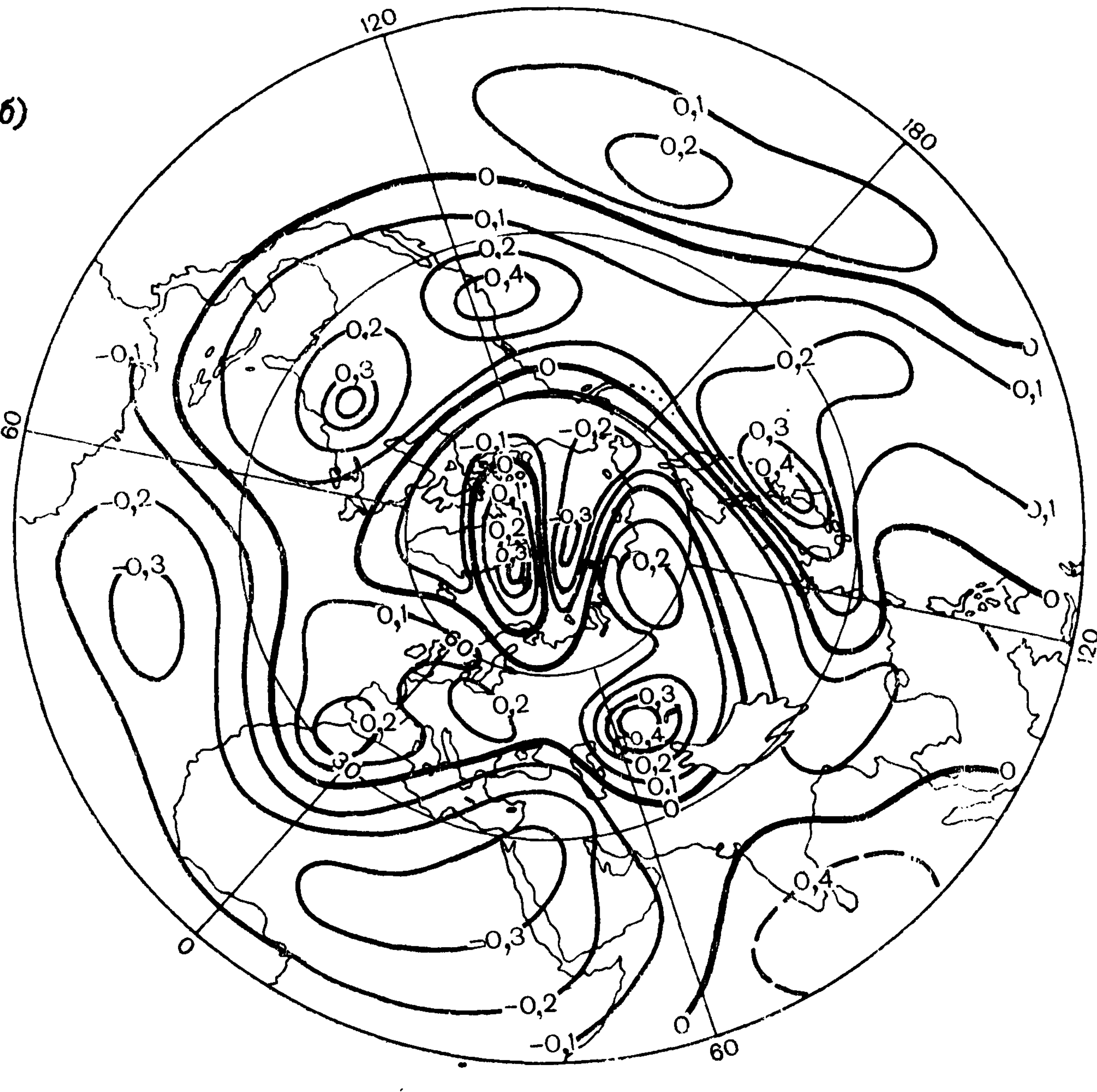


Рис. 3.3.3. Поле взаимной корреляции составляющих скорости ветра на уровне 200 гПа для января (*а*) и июля (*б*) [21].

Таблица 3.3.4

Межуровенные автокорреляции ($r \times$—100) скорости ветра для ст. Москва (зональная составляющая над диагональю, меридиональная — под диагональю)

Уровень, (гПа)	Уровень, гПа							
	Земля	850	500	300	200	100	30	10
Январь								
Земля	100	57	38	26	28	26	17	
850	61	100	70	49	50	34	28	
500	32	63	100	84	77	48	27	
300	18	47	89	100	87	54	28	
200	17	40	81	87	100	73	49	
100	15	29	57	59	77	100	79	
30	—02	11	30	28	38	75	100	
10								
Июль								
Земля	100	42	36	22	16	04	—09	—05
850	53	100	73	50	48	24	05	13
500	30	70	100	84	78	40	08	—18
300	08	43	85	100	77	38	07	—44
200	10	46	80	82	100	53	08	—38
100	—09	31	45	39	63	100	31	14
30	—00	04	05	03	19	24	100	52
10	09	—08	—16	—23	—04	18	31	100

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авиационно-климатический атлас северного полушария. Вып. 1. Эквивалентный ветер.— М., 1966.
2. Авиационно-климатический атлас-справочник СССР.— М., 1969—1982. Вып. 2а. Климатические характеристики струйных течений над Дальним Востоком (1977). Вып. 2б. Климатические характеристики стратосферы струйных течений над Дальним Востоком (1982). Вып. 4. Атлас преобладающего ветра свободной атмосферы над СССР (1972). Вып. 5. Климатические характеристики тропопаузы, уровня максимума скорости ветра и отклонений температуры от температуры стандартной атмосферы (1969).
3. Атлас климатических характеристик тропопаузы над северным полушарием.— М.: Изд. ВНИИГМИ—МЦД, 1973.
4. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны (1977). Тихий океан (1974). Главное управление навигации и океанографии Министерства обороны СССР, 1947—1977.
5. Атлас характеристик ветра южного полушария.— М., 1967—1970.
6. Аэроклиматический атлас-справочник характеристик циркуляции свободной атмосферы над южным полушарием.— М., 1978—1983. Т.1. Основные параметры распределения ветра за январь, апрель, июль, октябрь. (1978). Т.2. Карты. Зональная и меридиональная составляющие ветра за промежуточные месяцы. (1983).
7. Аэроклиматический атлас среднего ветра над северным полушарием.— М., 1966.
8. Аэроклиматический атлас характеристик ветра свободной атмосферы над СССР.— М., 1973.
9. Аэроклиматический атлас среднего ветра над территорией СССР.— М.: 1963.— 193 с.
10. Аэроклиматический атлас характеристик ветра северного полушария (850, 700, 500, 300, 200, 100 мбар).— М.: 1963.
11. Аэроклиматический атлас характеристик ветра северного полушария (50, 30 мбар). Ч. 2— М., 1964.
12. Аэроклиматический справочник Антарктиды.— Кн. 2.— Л., 1967.
13. Аэроклиматический справочник. Приморский край.— Владивосток, 1975.
14. Аэроклиматический справочник среднего ветра над СССР.— М., 1972.
15. Аэроклиматический справочник характеристик ветра в узлах координатной сетки северного полушария на изобарических поверхностях. Т.2. Характеристики максимального ветра над СССР.— М., 1966.
16. Аэроклиматический справочник характеристик ветра в узлах координационной сетки южного полушария на изобарических поверхностях.— М., 1972.
17. Аэроклиматический справочник характеристик циркуляции атмосферы в узлах координатной сетки северного полушария.— М., 1975.
18. Гарифулин К. К. Изменчивость ветра в свободной атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1967.
19. Голиков В. Ф. О законах распределения гололедных и ветровых нагрузок на воздушные линии электропередачи.— Метеорология и гидрология, 1986, вып. 9, с. 106—110.

20. Гутерман И. Г., Дунаева С. И. Климатические характеристики ветра модели стандартной атмосферы.— Труды НИИАК, 1963, вып. 24, с. 66—91.
21. Гутерман И. Г. Распределение ветра над северным полушарием.— Л.: Гидрометеоиздат, 1965.
22. Данные по климату СССР.— Обнинск: Изд. ВНИИГМИ—МЦД, 1977—1978. Т.1. Карты климатических характеристик температуры воздуха, температуры поверхности оголенной почвы, скорости и направления ветра (1977). Т.3. Таблицы месячных характеристик температуры воздуха, скорости и направления ветра по экономическим районам СССР.
23. Заварина М. В. Расчетные скорости ветра на высотах нижнего слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1971.
24. Иоффе М. М., Приходько М. Г. Справочник авиационного метеоролога.— М., 1977.
25. Казначеева В. Д., Байдал Э. М. Обобщенные характеристики вертикальных корреляционных связей ветра над СССР.— В кн.: Применение статистических методов в метеорологии.— М.: Гидрометеоиздат, 1978, с. 171—182.
26. Казначеева В. Д., Руденкова Т. В. Вертикальная статистическая структура полей метеорологических элементов по данным наблюдений ТРОПЭКС-72.— Метеорология и гидрология, 1975, вып. 10, с. 99—105.
27. Карташова М. В. Свойства корреляционных функций продольного и поперечного компонента вектора ветра в средних широтах.— Метеорология и гидрология, 1980, № 11, с. 35—43.
28. Климатический атлас Африки. Облачность, атмосферные осадки, ветер. Ч.2.— Л., 1978.
29. Кобышева Н. В., Наровлянский Г. Я. Климатологическая обработка метеорологической информации.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
30. Краткий климатический справочник по странам мира.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.
31. Марченко А. С. Круговая и эллиптическая форма двумерного нормального закона в аэроклиматологии ветра.— Труды НИИАК, 1964, вып. 25, с. 131—138.
32. Марченко А. С. Связь между климатическими характеристиками ветра.— Труды НИИАК, 1962, вып. 16, с. 57—76.
33. Марченко А. С., Семочкин А. Г. Вероятностная модель совместных временных рядов температуры воздуха и скорости ветра.— Метеорология и гидрология, 1985, вып. 2, с. 12—19.
34. Марченко А. С., Семочкин А. Г. Модели одномерных и совместных распределений неотрицательных случайных величин.— Метеорология и гидрология, 1982, вып. 3, с. 50—57.
35. Материалы по климату и циркуляции свободной атмосферы над зарубежными странами Северного полушария. Т.1. Основные статистические характеристики ветра. Средние значения температуры и влажности воздуха.— М., 1972.
36. Наровлянский Г. Я. Авиационная климатология.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968.
37. Новый аэроклиматический справочник особых слоев атмосферы над СССР. Т.1. Инверсия температуры воздуха. Кн. 3. Вертикальный сдвиг модуля вектора ветра в слое инверсии.— М.: 1984.
38. Новый аэроклиматический справочник пограничного слоя атмосферы над СССР. Т.2. Статистические характеристики ветра.— М., 1986—1987.
39. Новый аэроклиматический справочник свободной атмосферы над СССР.— М., 1979—1981. Т.2. Характеристики ветра и геопотенциала (1979). Т.6. Характеристики вероятности (доверительные интервалы) скорости ветра (1981). Т.10. Характеристики вертикальных векторных сдвигов ветра (1980). Т.12. Расчет аэроклиматических характеристик метеорологических элементов на основе аппроксимирующих законов распределения (1980).
40. Справочник аэроклиматических характеристик среднего ветра над СССР.— М., 1984.
41. Справочник по вертикальным корреляционным связям метеорологических элементов в свободной атмосфере над СССР.— М., 1980.
42. Справочник по временным корреляционным связям метеорологических элементов в свободной атмосфере над СССР.— М., 1980.
43. Справочник по климату Антарктиды. Т. 2. Температура воздуха, атмосферное давление, ветер, влажность воздуха, облачность, осадки, атмосферные явления, видимость.— Л., 1977.
44. Справочник по климату СССР. Ч. 3. Ветер.— Л.: Гидрометеоиздат, 1965—1970.
45. Справочник по климату СССР. Метеорологические данные за отдельные годы. Ч.4. Ветер.— Л.: Гидрометеоиздат. 1962—1979.
46. Токарев В. М. Методические особенности статистической обработки аэрологической информации.— Труды ЗапСибНИИ, 1986, вып. 79, с. 59—64.
47. Brown B. G., Katz R. W., Murphy A. H. Time Series Models to Simulate and Forecast Wind Speed and Wind Power.— J. Climate and Appl., Met., 1984, v. 23, p. 1184—1195.
48. Buell C. E. Two-Point Correlation of Surface Winds with Implications for Very Large Scale Wind Power Systems.— Fifth Conf. on Probability and Statistics in Atmospheric Sciences, 1977, p. 173—178.
49. Burkhart R. P., Sun F. C., Macnichol K. B. Vertical Correlation Structure: Estimation and Bariability// Ninth Conference on Probability and Statistics in Atmospheric Sciences, 1985.— October 9—11.— p. 237—242.
50. Conradsen K., Nielsen L. B., Prahm L. B. Review of Weibull Statistics for Estimation of Wind Speed Distributions.— J. of Climate and Appl. Met., 1984, v. 23, p. 1173—1183.
51. Dixon J. C., Swift R. H. The Directional Variation of Wind Probability and Weibull Speed Parameters.— Atm. Environment, 1984, v. 18, N 10, p. 2041—2047.
52. Jasperson W. H. Mesoscale Time and Space Wind Variability.— J. Appl. Met., 1982, v. 21, p. 830—839.
53. Nastrom G. D., Gage K. S. A Brief Climatology of Vertical Wind Variability in the Troposphere and Stratosphere as Seen by the Poker Flat, Alaska, MST Radar.— J. Climate and Appl. Met., 1984, v. 23, N 3, p. 453—461.
54. Pavia E. G., O'Brien J. Weibull Statistics of Wind Speed over the Ocean.— J. Climate and Appl. Met., v. 25, p. 1324—1332.
55. Thiebaux H. J. On approximations to geopotential and wind-field correlation structures.— Tellus, 1985, v. 37A, N 2, p. 126—131.
56. Tuller S. E., Brett A. C. The Characteristics of Wind Velocity that Favor the Fitting of a Weibull Distribution in Wind Speed Analysis.— J. Climate and Appl. Met., 1984, v. 23, p. 124—134.

Глава 4. ВЛАЖНОСТЬ

4.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЛАЖНОСТИ

В метеорологической практике атмосферный воздух рассматривается как однородная смесь двух газов — сухого воздуха и водяного пара.

Количество водяного пара может определяться с помощью следующих рекомендованных Всемирной метеорологической организацией (ВМО) характеристик влажности воздуха [14, 25, 40].

1. Отношение смеси (‰) — отношение массы m_v водяного пара к массе m_a сухого воздуха, с которым этот водяной пар перемешан:

$$r_m = m_v/m_a.$$

2. Объемное (мольное) отношение смеси (‰) — отношение числа молей водяного пара к числу молей сухого воздуха, с которым этот водяной пар перемешан:

$$r_\mu = \frac{m_v/\mu_v}{m_a/\mu_a},$$

где μ_v и μ_a — молекулярные массы водяного пара и сухого воздуха, равные по углеродной шкале 18,01534 и 28,9645 соответственно, а объемное (r_μ) и массовое (r_m) отношения смеси связаны формулой

$$r_m = \frac{\mu_v}{\mu_a} r_\mu \approx 0,622 r_\mu.$$

3. Массовая доля влаги (‰) (устаревший термин — удельная влажность) — отношение массы m_v водяного пара к массе $m_v + m_a$ влажного воздуха:

$$q = m_v/(m_v + m_a);$$

очевидно соотношение

$$q = r_m/(1 + 10^{-3} r_m).$$

4. Объемная (мольная) доля влаги (‰) — отношение числа молей водяного пара к общему числу молей влажного воздуха:

$$N = \frac{m_v/\mu_v}{m_a/\mu_a + m_v/\mu_v};$$

определяется по аналогии с объемным отношением и также является безразмерной величиной. С массовой долей влаги связана соотношением

$$N = \frac{q}{0,622 + 0,378q}.$$

5. Парциальное давление водяного пара e (гПа). Давление водяного пара, отношение смеси и массовая доля влаги связаны соотношениями

$$e = r_m p/(0,622 + r_m); \quad r_m = 0,622e/(p - e),$$

$$q = 622e/(p - 0,378e),$$

где p — атмосферное давление (гПа).

6. Абсолютная влажность (г/м^3) — отношение массы m_v водяного пара к объему V влажного воздуха;

$$Q = m_v/V.$$

7. Относительная влажность (%) — отношение фактического парциального давления водяного пара к давлению водяного пара, насыщенного при данной температуре

$$u = (e/E) \cdot 100.$$

При температуре ниже 0 °С различают два значения давления насыщенного пара: E_w — давление насыщенного пара над плоской поверхностью воды; E_i — давление насыщенного пара над плоской поверхностью льда. Соответственно существуют два разных выражения для определения относительной влажности (%):

$$u_w = (e/E_w) \cdot 100,$$

$$u_i = (e/E_i) \cdot 100.$$

Под состоянием насыщения понимается состояние термодинамического равновесия влажного воздуха с жидкой или твердой фазой воды при заданном давлении и температуре.

Согласно рекомендациям ВМО в оперативной метеорологической практике относительная влажность при температуре ниже 0 °С определяется по отношению к воде (u_w).

8. Точка росы t_d (°С) — температура, при которой изобарически охлажденный водяной пар становится насыщенным по отношению к воде. Точка росы всегда ниже действительной температуры воздуха или равна ей. Если же насыщение рассматривать по отношению к поверхности льда, то такая температура называется точкой льда t_f.

9. Дефицит точки росы °С — разность между фактической температурой воздуха и точкой росы:

$$\Delta t_d = t - t_d.$$

При отрицательной температуре можно рассматривать дефицит точки льда

$$\Delta t_f = t - t_f.$$

Измеряемой характеристикой влажности при аэрологических радиозондовых наблюдениях обычно является относительная влажность

$$u_w = (e/E_w) \cdot 100.$$

Погрешность измерения относительной влажности для большинства используемых датчиков влажности составляет около 5 % при температуре выше 0 °С. При температуре примерно от —20 до —40 °С их показания полезны только как сведения качественного характера, а при более низких температурах большинство датчиков можно считать практически бесполезными [3, 38, 40]. В связи с этим далее радиозондовые данные о влажности воздуха в стратосфере не приводятся.

При расчетах разных характеристик влажности важную роль играет давление насыщенного пара E_w и E_i. В метеорологической практике обычно используются полуэмпирические зависимости E_w и E_i от температуры. В соответствии с рекомендациями ВМО наиболее точные расчетные формулы, называемые формулами Гоффа и Грача, имеют вид [24]

$$\lg E_w = 10,79574(1 - T_1/T) - 5,02800 \lg(T_1/T) +$$
$$+ 1,50475 \cdot 10^{-4} \left[1 - 10^{-8,2969 (T_1/T - 1)}\right] +$$
$$+ 0,42873 \cdot 10^{-3} \left[10^{4,79955 (1 - T_1/T)} - 1\right] + 0,78614;$$

$$\lg E_i = —9,09685 (T_1/T - 1) - 3,56654 \lg (T_1/T) +$$
$$+ 0,87682 (1 - T/T_1) + 0,78614,$$

где T_1 — тройная точка воды (T_1 = 273,16 °К), T — температура воздуха (К).

Рассчитанные по этим формулам значения E_w и E_i приводятся в психрометрических таблицах.

Однако практическое использование как таблиц, так и формул Гоффа—Грача затруднительно не только из-за их громоздкости, но и из-за невозможности явного выражения обратной зависимости — температуры через E_w и E_i.

Поэтому для аппроксимации удобнее пользоваться формулами, предложенными в работе [1]:

$$E_w = 6,1078 \cdot 10^{\frac{7,665t}{243,33 + t}},$$

$$E_i = 6,1064 \cdot 10^{\frac{9,8t}{273,66 + t}}.$$

Относительная погрешность расчета по этим формулам, для температур от —80 до 50 °С составляет не более 0,0036 и 0,0001 соответственно.

В этом случае наиболее распространенные формулы для расчета парциального давления водяного пара (гПа), точки

росы (°С) и массовой доли влаги (‰) через относительную влажность выглядят следующим образом:

$$e = 6{,}1070 \cdot 10^{\frac{7{,}665t}{243{,}33+t}}\, u/100,$$

$$t_d = \frac{243{,}33 \lg\left(\frac{e}{6{,}1070}\right)}{7{,}665 - \lg\left(\frac{e}{6{,}1070}\right)},$$

$$q = \frac{622e}{p - 0{,}378e},$$

где u — относительная влажность (%), p — давление (гПа).

4.2. ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛАЖНОСТИ

По данным радиозондовых измерений мировой сети аэрологических станций разработаны государственные стандарты СССР «Модель влажности воздуха в северном полушарии» [8] (данные соответствуют международному стандарту ИСО 5878/Д-2) и «Модель влажности воздуха над территорией СССР» [9]. Стандарты описывают закономерности вертикального распределения характеристик влажности воздуха для высот от уровня моря до 10 км через 1 км. Первый из них содержит сведения о влажности воздуха по широтным и меридиональным разрезам северного полушария, а также по представительным пунктам с низкой и высокой влажностью. Второй стандарт содержит сведения о влажности воздуха в представительных пунктах СССР для районов с влажным, умеренным и сухим климатом.

В стандарте [8] приведены следующие метеорологические величины: массовая доля влаги; парциальное давление водяного пара; точка росы; относительная влажность — и статистические характеристики: медианные значения характеристик влажности воздуха для 10, 30, 50 и 70° с. ш. для января, июля и за год; медианные значения массовой доли влаги для вертикальных разрезов вдоль четырех меридианов 0, 80° в. д., 180, 80° з. д. для января и июля; вероятностные значения характеристик влажности воздуха, превышаемых в течение года в 20, 10, 5 и 1 % случаев в наиболее влажных областях; вероятностные значения характеристик влажности воздуха, не превышаемых в течение года в 1, 5, 10 и 20 % случаев в наиболее сухих областях; средние значения характеристик влажности воздуха в представительных пунктах с низкой и высокой влажностью.

Государственный стандарт [9] содержит все характеристики влажности, указанные выше для [8], за исключением относительной влажности. Кроме того, в стандарте [9] приведены следующие статистические характеристики: средние многолетние месячные значения влажности; медианные значения, соответствующие интегральной вероятности 50 %; значения, соответствующие интегральной вероятности 1 и 99 %, т. е. близкие к экстремальным; среднеквадратические отклонения характеристик влажности за многолетний период наблюдений в течение данного месяца. Статистические характеристики влажности воздуха представлены по характерным для каждого климатического района аэрологическим станциям СССР для января и июля. Границы климатических районов соответствуют ГОСТу 16350-80. В табл. 4.2.1—4.2.3 приведены выборочные профили по станциям [8] и зонально осредненные профили для некоторых широт северного полушария [9].

Таблица 4.2.1

Средние значения массовой доли водяного пара q (‰) и температуры t (°С), а также среднеквадратические отклонения массовой доли водяного пара σ_q для влажных районов СССР

Высота, км	Гасан-Кули						Сухуми					
	Январь			Июль			Январь			Июль		
	q	t	σ_q	q	t	σ_q	q	t	σ_q	q	t	σ_q
Земля	4,26	7,7	1,28	14,96	26,5	2,67	4,10	6,5	1,23	13,57	22,5	2,13
1	2,97	3,6	1,14	10,35	18,6	2,52	3,11	1,8	1,14	10,96	17,5	2,10
2	2,14	—0,8	1,00	7,49	16,7	2,34	2,26	4,0	1,0	8,20	12,3	1,92
3	1,57	—7,5	0,83	5,58	12,3	2,09	1,59	—10,0	0,82	5,76	6,5	1,86
4	1,14	—13,5	0,65	4,21	6,0	1,82	1,08	—16,5	0,61	3,74	0,4	1,50
5	0,76	—20,7	0,46	3,08	—0,5	1,35	0,67	—22,5	0,41	2,20	—5,5	1,10
6	0,42	—27,0	0,27	2,03	—7,5	0,94	0,36	—30,0	0,22	1,14	—12,0	0,72
7	0,14	—34,5	0,11	1,06	—15,0	0,63	0,13	—37,0	0,08	0,52	—18,2	0,40
8	0,09	—41,8	0,02	0,29	—22,5	0,42	0,07	—44,2	0,02	0,25	—28,0	0,18
9	0,03	—49,3	0,02	0,03	—29,7	0,26	0,03	—51,5	0,02	0,18	—35,2	0,06

Примечание. Координаты станций: Гасан-Кули — 37°28′ с. ш., 53°58′ в. д.; Сухуми — 42°52′ с. ш., 41°08′ в. д.

Таблица 4.2.2

Средние значения массовой доли водяного пара q (‰) и температуры t (°С), а также среднеквадратические отклонения массовой доли водяного пара σ_q для сухих районов СССР

Высота, км	Аян, январь			мыс. Шалаурова, июль			о-в Хейса, июль			Якутск, январь		
	q	t	σ_q	q	t	σ_q	q	t	σ_q	q	t	σ_q
Земля	0,43	—18,5	0,31	4,11	2,2	0,71	3,99	0,4	1,16	0,08	—42,2	0,11
1	0,43	—21,3	0,31	3,93	2,2	1,42	3,70	0,4	1,03	0,39	—27,7	0,50
2	0,36	—25,2	0,25	3,24	0,0	1,48	3,12	—1,8	1,00	0,43	—25,2	0,48
3	0,27	—29,0	0,18	2,38	—4,5	1,21	2,31	—6,5	0,72	0,32	—29,0	0,26
4	0,17	—34,8	0,11	1,58	—10,2	0,83	1,51	—15,8	0,46	0,18	—34,5	0,07
5	0,10	—40,8	0,06	0,95	—15,8	0,51	0,89	—24,5	0,28	0,08	—40,0	0,03
6	0,05	—46,5	0,03	0,57	—22,2	0,32	0,51	—29,2	0,19	0,05	—46,0	0,02
7	0,02	—52,2	0,02	0,39	—29,0	0,25	0,35	—30,5	0,15	0,03	—57,7	0,02
8	0,02	—56,7	0,02	0,19	—35,7	0,22	0,28	—37,4	0,05	0,02	—56,8	0,01
9	0,01	—59,3	0,01	0,10	—42,7	0,09	0,10	—44,0	0,03	0,02	—59,3	0,01

Примечание. Координаты станций: Аян — 56°27′ с. ш., 138°09′ в. д.; м. Шалаурова — 73°11′ с. ш., 143°56′ в. д.; о. Хейса — 80°37′ с. ш., 58°03′ в. д.; Якутск — 62°05′ с. ш., 129°45′ в. д.

Таблица 4.2.3

Средние значения характеристик влажности воздуха для 10, 30, 50 и 70° с. ш. за январь, июль и за год

Высота, км	Январь			Июль			Год		
	q ‰	e гПа	t_d °C	q ‰	e гПа	t_d °C	q ‰	e гПа	t_d °C
				10° с. ш.					
0	12,47	20,16	17,6	16,68	26,89	22,2	14,65	23,66	20,2
1	8,74	12,63	10,4	11,97	17,24	15,1	10,59	15,27	13,3
2	5,82	7,49	2,8	8,65	11,12	8,5	7,60	9,77	6,7
3	3,93	4,50	−4,1	6,22	7,11	2,1	5,20	5,94	−0,5
4	2,77	2,81	−10,2	4,21	4,26	−4,9	3,50	3,55	−7,3
5	1,99	1,78	−15,9	2,86	2,56	−11,1	2,39	2,14	−13,6
6	1,40	1,10	−21,5	1,94	1,53	−17,7	1,71	1,35	−19,1
7	0,97	0,67	−26,6	1,31	0,93	−23,5	1,19	0,82	−24,8
8	0,63	0,38	−33,0	0,84	0,53	−29,8	0,76	0,48	−30,6
9	0,40	0,21	−39,0	0,51	0,27	−35,8	0,45	0,24	−37,0
10	0,25	0,10	−45,0	0,31	0,14	−42,0	0,27	0,12	−43,1
				30° с. ш.					
0	6,01	9,83	6,7	14,58	23,56	20,1	9,46	15,38	13,4
1	3,94	5,72	−0,9	8,43	12,18	9,9	6,37	9,22	5,8
2	2,68	3,45	−7,6	5,79	7,44	2,7	4,28	5,51	−1,4
3	1,91	2,17	−13,4	4,19	4,79	−3,3	2,98	3,40	−7,8
4	1,30	1,30	−19,5	3,06	3,10	−9,0	2,06	2,08	−14,8
5	0,83	0,73	−26,1	2,25	2,01	−14,1	1,39	1,24	−20,1
6	0,50	0,39	−32,8	1,65	1,30	−19,6	0,96	0,75	−25,8
7	0,34	0,23	−38,1	1,22	0,84	−24,6	0,66	0,45	−31,3
8	0,23	0,14	−43,1	0,84	0,53	−29,6	0,42	0,25	−37,3
9	0,17	0,09	−48,0	0,56	0,30	−35,5	0,24	0,14	−42,6
10	0,12	0,06	−49,2	0,37	0,16	−40,7	0,15	0,08	−48,0
				50° с. ш.					
0	1,97	3,22	−8,5	8,40	13,62	11,5	4,81	7,85	3,5
1	1,64	2,36	−12,4	6,37	9,19	5,8	3,68	5,29	−2,0
2	1,23	1,56	−17,4	4,80	6,15	0,1	2,67	3,39	−7,8
3	0,89	0,99	−22,7	3,50	3,97	−5,8	1,86	2,09	−13,8
4	0,59	0,58	−28,6	2,46	2,46	−11,9	1,25	1,24	−20,1
5	0,42	0,36	−33,6	1,72	1,52	−17,7	0,87	0,75	−25,8
6	0,29	0,22	−38,5	1,30	1,01	−22,5	0,58	0,44	−31,5
7	0,20	0,13	−43,5	0,84	0,57	−28,8	0,41	0,27	−36,5
8	0,16	0,09	−46,9	0,52	0,31	−35,1	0,27	0,15	−42,5
9	0,16	0,08	−47,8	0,29	0,16	−41,6	0,23	0,12	−44,7
10	0,23	0,10	−45,6	0,16	0,08	−48,0	0,20	0,09	−46,8
				70° с. ш.					
0	0,67	1,09	−21,6	5,21	8,45	4,6	2,18	3,55	−7,2
1	0,80	1,14	−21,1	4,70	6,73	1,3	1,97	2,81	−10,2
2	0,59	0,72	−27,2	3,50	4,42	−4,4	1,44	1,80	−15,7
3	0,41	0,44	−31,5	2,23	2,48	−11,8	0,93	1,02	−22,4
4	0,25	0,24	−37,7	1,54	1,50	−17,9	0,63	0,60	−28,2
5	0,12	0,10	−46,0	1,07	0,91	−23,7	0,44	0,37	−33,3
6	0,09	0,06	−50,5	0,71	0,53	−29,8	0,29	0,21	−39,0
7	0,11	0,07	−48,8	0,48	0,31	−35,1	0,18	0,11	−45,1
8	0,16	0,08	−47,6	0,34	0,19	−40,0	0,21	0,11	−42,7
9	0,21	0,09	−46,5	0,23	0,11	−45,4	0,22	0,10	−46,0
10	0,28	0,10	−45,6	0,16	0,07	−50,6	0,22	0,08	−48,1

В тропосфере северного полушария независимо от сезона влажность воздуха уменьшается с высотой, достигая минимумы вблизи тропопаузы. Однако зимой в полярных широтах и в некоторых внутриконтинентальных районах умеренных широт северного полушария в пограничном слое атмосферы отмечается инверсионное распределение влажности с высотой. В [9] показано, что характер годового хода вертикальных градиентов влажности в пограничном слое атмосферы, зависящих от широты (они возрастают в северном полушарии в направлении с севера на юг), различаются над континентами и океанами. Если от зимы к лету вертикальные градиенты влажности над континентами возрастают, то над океанами они, наоборот, уменьшаются.

Табличные сведения о вертикальном распределении массовой доли водяного пара приводятся по станциям СССР в [25, 26, 29, 30, 37], по зарубежным станциям в [36, 38]. Карты массовой доли водяного пара для изобарических поверхностей представлены в [4]. Пользуясь справочниками прежних лет, не следует использовать данные по влажности воздуха выше уровней 400—300 гПа.

Вертикальные профили массовой доли водяного пара при условиях ясной, малооблачной и пасмурной погоды имеются в [4, 30].

В табл. 4.2.4 [17] приведены средние значения массовой доли водяного пара для безоблачной атмосферы и атмосферы со сплошной облачностью. Согласно [17], тропосфера зимой в ясные дни над всей территорией СССР исключая крайние южные районы является более сухой и холодной, чем в дни со сплошной облачностью. В крайних южных районах СССР тропосфера в ясные дни зимой является более теплой и сухой, чем в дни со сплошной облачностью. В летний период в ясные дни тропосфера значительно теплее и суше, чем в дни со сплошной облачностью [17].

Таблица 4.2.4

Средние значения массовой доли водяного пара (q) и температуры (t) для безоблачной атмосферы (Я) и для сплошной облачности (П)

Изобарическая поверхность	Москва				Ашхабад			
	t °C		q ‰		t °C		q ‰	
	Я	П	Я	П	Я	П	Я	П
				Январь				
Земля	−18,2	−7,1	0,776	2,134	4,9	2,3	3,286	3,905
850	−14,1	−8,4	0,915	1,976	3,6	0,4	2,144	2,808
700	−19,2	−14,3	0,464	1,083	−6,0	−8,1	1,248	1,802
500	−33,1	−30,4	0,179	0,299	−22,9	−24,5	0,337	0,506
400	−43,1	−41,8	0,079	0,098	−34,6	−36,0	0,118	0,174
300	−54,1	−54,4	0,025	0,026	−49,1	−49,8	0,030	0,048
				Июль				
Земля	18,9	16,8	8,471	9,400	31,7	29,5*	6,662	7,974*
850	10,0	9,4	5,759	7,077	23,1	20,5	5,442	6,275
700	0,9	0,3	2,793	4,308	9,8	6,6	4,306	5,386
500	−14,0	−14,6	0,816	1,308	−5,9	−6,9	1,208	1,599
400	−25,6	−26,0	0,327	0,511	−15,1	−16,1	0,482	0,503
300	−41,8	−41,3	0,086	0,102	−27,2	−27,1	0,160	0,194

* Данные получены для облачности 3—7 баллов, так как дней со сплошной облачностью в Ашхабаде летом менее 10.

При решении ряда практических задач необходимы сведения об интегральном содержании водяного пара в вертикальном столбе атмосферы.

Анализ [13] показывает, что в слое 0—2 км содержится около 55 % всего количества водяного пара, а в слое 0—5 км — около 90 %. В верхней тропосфере содержится около 10 % водяного пара, а в стратосфере количество водяного пара составляет десятые и даже сотые доли процента интегрального влагосодержания атмосферы.

4.3. ЗОНАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

На рис. 4.3.1 приведены меридиональные разрезы для января и июля от Северного до Южного полюса массовой доли водяного пара, осредненной по времени и вдоль широтных кругов (зонально осредненные данные) [10].

Вблизи подстилающей поверхности массовая доля влаги в среднем характеризуется максимальными значениями, а с высотой — убывает. Ранее было показано, что как для отдельных пунктов, так и для зонально осредненных данных в зимние месяцы в поясе 75—80° с. ш. и над ледниковым щитом южного полушария в слое от земной поверхности до 1—2 км отмечается инверсионное распределение массовой доли влаги.

Наиболее влажный воздух наблюдается в пограничном слое в экваториальном поясе (от 0 до 15—20° широты). На 5—6° ю. ш. в январе и на 7—8° с. ш. в июле средние зональные значения массовой доли влаги максимальны — у подстилающей поверхности они составляют 17 ‰ в южном полушарии и 16 ‰ в северном. На этих широтах наблюдается наиболее резкое падение влажности с высотой. В [33] приведены характерные зональные значения интегрального влагосодержания слоя атмосферы 0—10 км, который можно принимать за влагосодержание столба всей атмосферы. В [7] приводится количество осажденной влаги в различных слоях атмосферы для января и июля по широтным зонам северного и южного полушария.

В последние годы накоплены данные специальных эпизодических, но более точных, чем радиозондовые, измерений влажности воздуха в стратосфере. Число таких измерений достаточно велико; в [15] опубликованы материалы статистической обработки данных примерно 1500 таких измерений. При этом получены средние зональные вертикальные профили объемного отношения смеси водяного пара. Полученные в [15] профили, хорошо аппроксимируются кусочной экспоненциальной функцией [15]:

$$S_H = S_0 \exp\left[\beta \left(H - H_0\right)\right],$$

где S_0 и S_H — фоновая концентрация водяного пара на нижнем уровне аппроксимируемого слоя H_0 и на высоте H, β — эмпирический параметр.

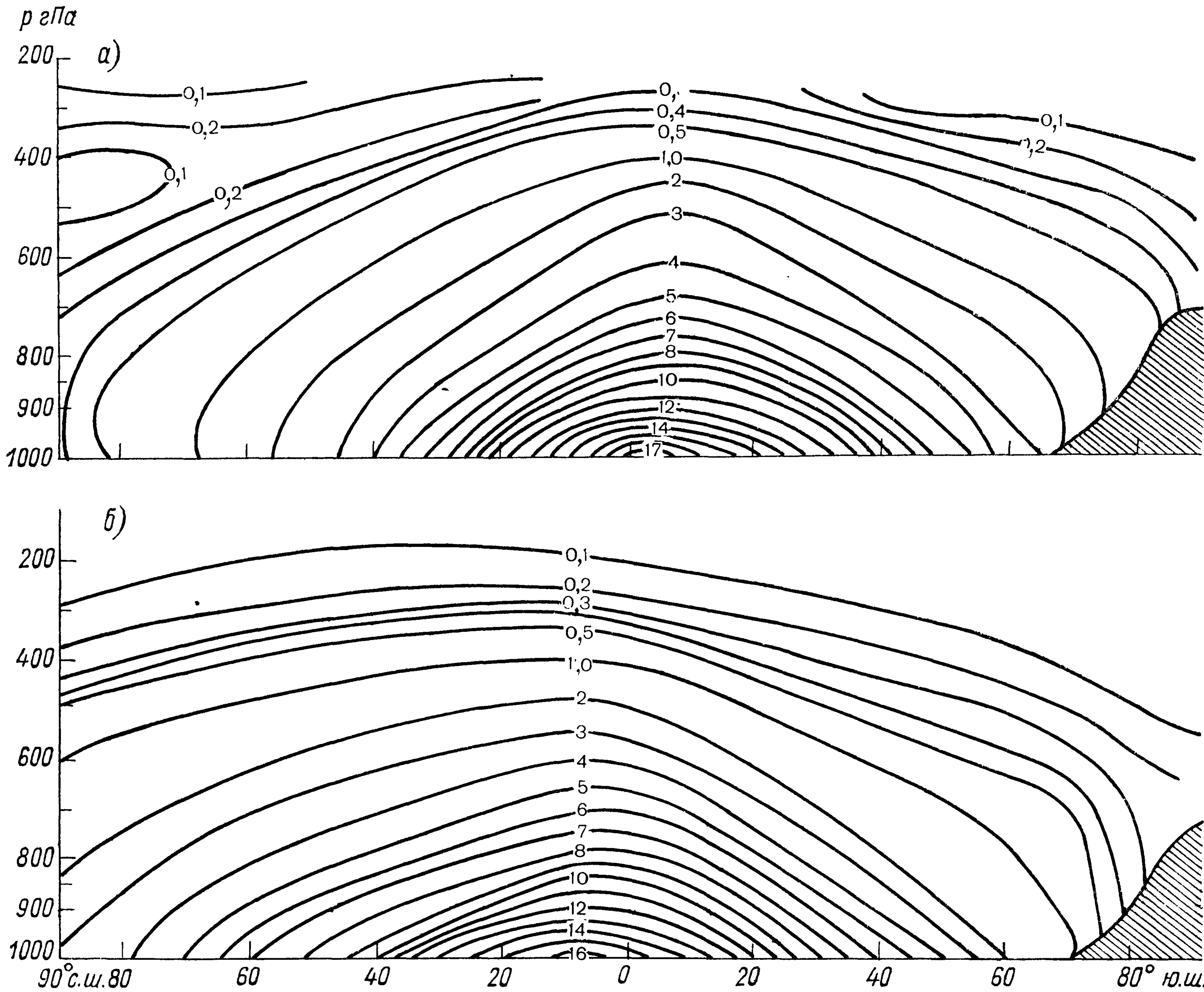


Рис. 4.3.1. Осредненная по времени и широте массовая доля влаги (‰) в январе (*а*) и июле (*б*).

Таблица 4.3.1

Значения параметров S_0, β и относительной ошибки аппроксимации ε среднезональных моделей высотного распределения водяного пара

Слой, км	S_0 ‰	β км$^{-1}$	ε %	Слой, км	S_0 ман$^{-1}$	β км$^{-1}$	ε %
Полярные широты							
Зима				Лето			
0—2	0,675	0,1230	9	0—3	6,593	—0,2237	3
2—5	0,864	—0,3755	3	3—8	3,370	—0,4910	2
5—12	0,280	—0,6972	3	8—13	0,289	—0,9072	8
12—18	$2{,}13 \cdot 10^{-3}$	0,0000	2	13—22	$3{,}10 \cdot 10^{-3}$	—0,0529	1
18—45	$2{,}13 \cdot 10^{-3}$	0,0376	3	22—45	$1{,}92 \cdot 10^{-3}$	0,0557	7
45—60	$6{,}10 \cdot 10^{-3}$	—0,0023	4	45—60	$6{,}91 \cdot 10^{-3}$	—0,0027	13
Умеренные широты							
Зима				Лето			
0—3	5,950	—0,3070	2	0—4	15,920	—0,3207	1
3—7	2,369	—0,4992	2	4—8	4,414	—0,5331	1
7—12	0,322	—0,9262	3	8—11	0,523	—1,1396	5
12—25	$3{,}14 \cdot 10^{-3}$	0,0000	10	11—15	$17{,}1 \cdot 10^{-3}$	—0,3741	2
25—50	$3{,}14 \cdot 10^{-3}$	0,0408	11	15—50	$3{,}83 \cdot 10^{-3}$	0,0247	6
50—60	$8{,}70 \cdot 10^{-3}$	0,0000	1	50—60	$9{,}10 \cdot 10^{-3}$	0,0000	1
Тропики							
Год							
0—7	24,120	—0,3794	1	16—35	$3{,}02 \cdot 10^{-3}$	0,0327	1
7—13	1,694	—0,8643	1	35—60	$5{,}62 \cdot 10^{-3}$	—0,0251	5
13—16	$9{,}48 \cdot 10^{-3}$	—0,3807	2				

Значения параметров S_0 и β по слоям приведены в табл. 4.3.1. В [15] приведены данные о стандартных отклонениях и коэффициентах вариации, выражающих абсолютную и относительную изменчивость объемного отношения смеси.

Вертикальные профили влажности воздуха имеют тесную связь с облачностью. В [38] получены зонально осредненные профили массовой доли водяного пара при условиях ясной и пасмурной погоды отдельно для континентальных и океанических районов земного шара. Условные профили позволяют выявить некоторые особенности вертикального распределения влажности. Так, в [38] показано, что инверсии влажности в пограничном слое наблюдаются при ясном небе в полярных и умеренных широтах зимой. В дни со сплошной облачностью инверсии не наблюдаются. Вся тропосфера зимой над северным полушарием в ясные дни более сухая, чем в пасмурные. В отдельных слоях различие достигает 1—2 ‰. Летом различие уменьшается. В работе [38] также показано, что зимой в ясные дни тропосфера над океаном более влажная, чем над континентом; это наиболее четко наблюдается в приземном слое. Такая же закономерность наблюдается и для облачной атмосферы, хотя различия сглажены. Летом различия между профилями влажности воздуха над континентами и океанами отмечаются только в пасмурные дни.

4.4. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

В [4] опубликованы карты массовой доли водяного пара для изобарических поверхностей 850, 700, 500 и 300 гПа за 12 мес. отдельно по северному и южному полушариям. На рис. 4.4.1 представлены карты массовой доли пара на уровне

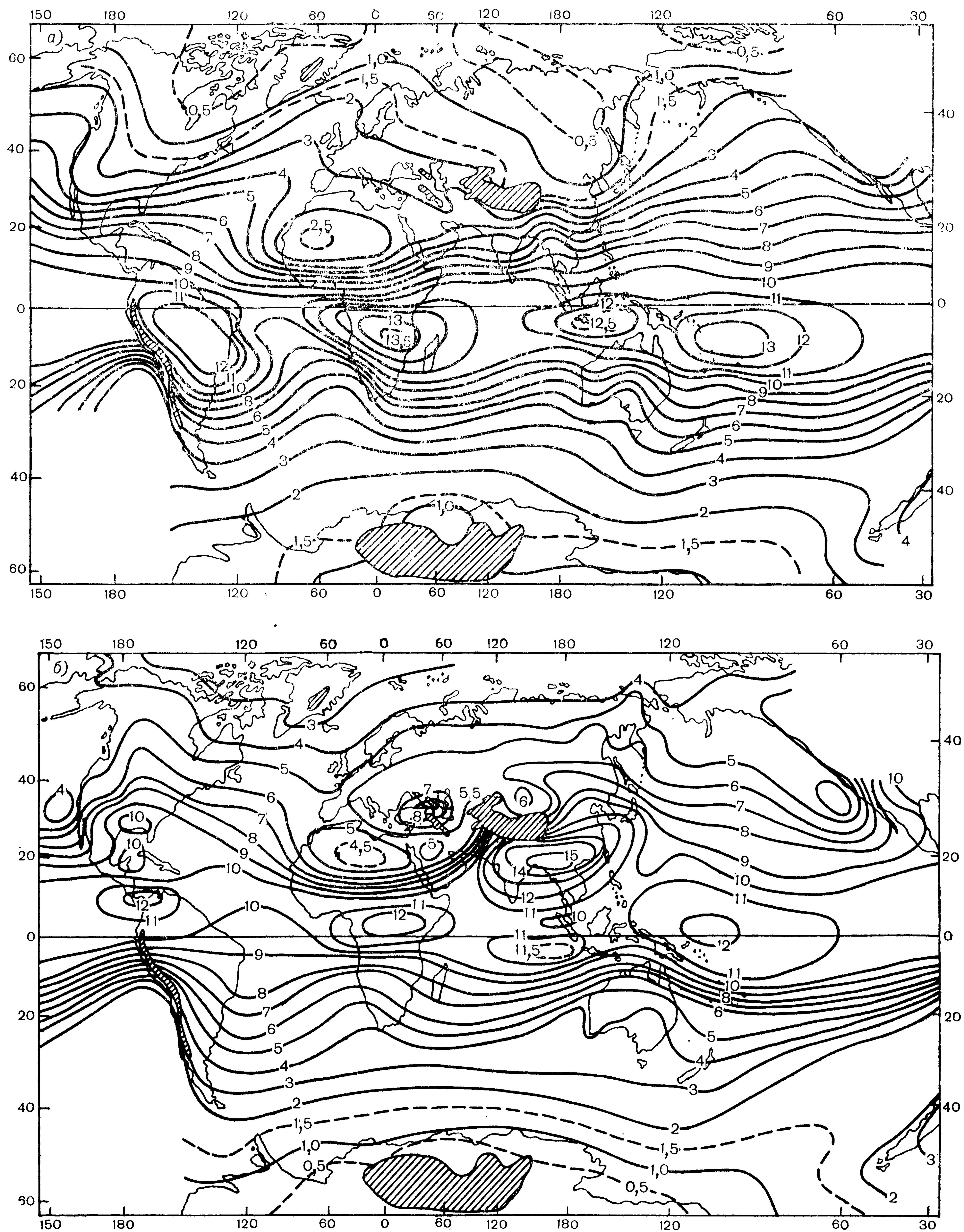


Рис. 4.4.1. Средняя массовая доля влаги (‰) на изобарической поверхности 850 гПа в январе (*а*) и июле (*б*).

850 гПа [12]. В обзорах [10, 12] карт влажности показано, что годовой ход влажности над северным полушарием значительно больше, чем над южным Наиболее влажные зоны на поверхности 850 гПа в январе и июле находятся в полосе от 15° ю. ш. до 10° с. ш. От января к июлю они смещаются к северу, локализуясь над Южной Америкой, Южной и Центральной Африкой, над Зондскими островами и в экваториальных широтах в центре Тихого океана. В районах полюсов на поверхности 850 гПа массовая доля водяного пара составляет 0,5—3 ‰ (в зависимости от сезона), в тропиках — 10—13 ‰.

В тропосфере повышенная влажность воздуха сохраняется в тропиках; на поверхностях 700 и 500 гПа зоны с наибольшей влажностью сосредоточены в районах Центральной Африки и Зондских островов зимой, а также на юге Азии и над Южной Америкой летом.

На поверхности 300 гПа содержание влаги невелико; большая погрешность исходных данных не позволяет судить о меридиональных особенностях поля влажности на этих высотах.

Районирование территории СССР и всего земного шара, выполненное с учетом влажности воздуха, описано в главе 3, а также в Государственных стандартах СССР, ГОСТ 25650-83, ГОСТ 24482-80 и ГОСТ 25870-83.

В [8] помещены таблицы характеристик массовой доли водяного пара (средние значения и среднеквадратические отклонения) для некоторых станций СССР вдоль меридианов 40 и 140° в. д. и для станций вдоль 55° с. ш. Характеристики даны для января и июля. В таблицах также приводятся данные для пограничного слоя по нескольким станциям с учетом времени суток.

Более подробную информацию о пространственно-временных распределениях влажности содержат справочники [3, 4, 25, 26, 29, 36, 37, 38]. Архивы на магнитных лентах климатических данных о влажности воздуха описаны в [18, 28], аналитическое описание полей влажности опубликовано в [2]. Пространственно-временные особенности интегрального влагосодержания Q_q изучались в [17, 30] по 35 пунктам СССР. Интегральное влагосодержание атмосферы зависит от физико-географических и циркуляционных условий, от характера подстилающей поверхности и т. п. В частности, зимой наименьшие средние значения влагосодержания отмечаются не только в высоких широтах, но и над центральными районами Евразии и Северной Америки [13], и составляют около 3 кг/м², т. е. примерно равны значениям в полярной зоне. В то же время в умеренных широтах над океанами $Q_q \approx 15$ кг/м² в Арктике и Q_q 30—40 кг/м² на юге СССР. Только в Средней Азии в сухом континентальном воздухе $Q_q \approx 25$ кг/м². Такие же значения Q_q наблюдаются над всеми пустынями, особенно над Сахарой и Центральной Мексикой [13]. Экстремальные значения общего влагосодержания атмосферы могут различаться в одном и том же физико-географическом районе более чем на порядок. Данные для районов, расположенных южнее территории СССР имеются в [31, 32]. В приэкваториальных широтах Атлантического и Индийского океанов Q_q изменяется от 24 до 53 кг/м², при среднем значении 36—38 кг/м².

4.5. ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И КОРРЕЛЯЦИИ

В работе [22] выполнен анализ распределения относительной влажности воздуха у поверхности Земли за год и выполнено районирование территории земного шара по типам распределения.

Преобладающими типами распределения относительной влажности являются распределения с отрицательной асимметрией (29 %) и симметричное с отрицательным эксцессом (22 %).

При районировании территории земного шара, как отмечается в [22], наиболее заметно выделяются типы по критерию скошенности распределения. Без учета эксцесса к типам с отрицательной асимметрией относится 54 % станций Земли, для этих станций характерны высокие средние значения относительной влажности (>60 %). В зависимости от величины и знака коэффициента эксцесса эти распределения имеют *i*-образную или одно- и двухвершинную форму. Такие типы распределения наблюдаются в очень увлажненных районах тропической зоны. Распределение симметричное с отрицательным эксцессом характерно для районов с субтропическим и тропическим климатом, где в течение года хорошо выражены два периода — сухой и влажный. В очень засушливых районах земного шара, особенно в сухих тропиках [22], выделяются типы распределения с положительной асимметрией. Распределение относительной влажности, близкое к нормальному, наблюдается сравнительно редко и отмечено [22] только на отдельных островах тропической зоны океанов и на некоторых станциях Гренландии и Антарктиды.

На рис. 4.5.1 [22] приводятся графики распределений относительной влажности для типовых станций [22]. В работе [22] приводятся сведения об аппроксимации различных типов распределений относительной влажности обратным и прямым

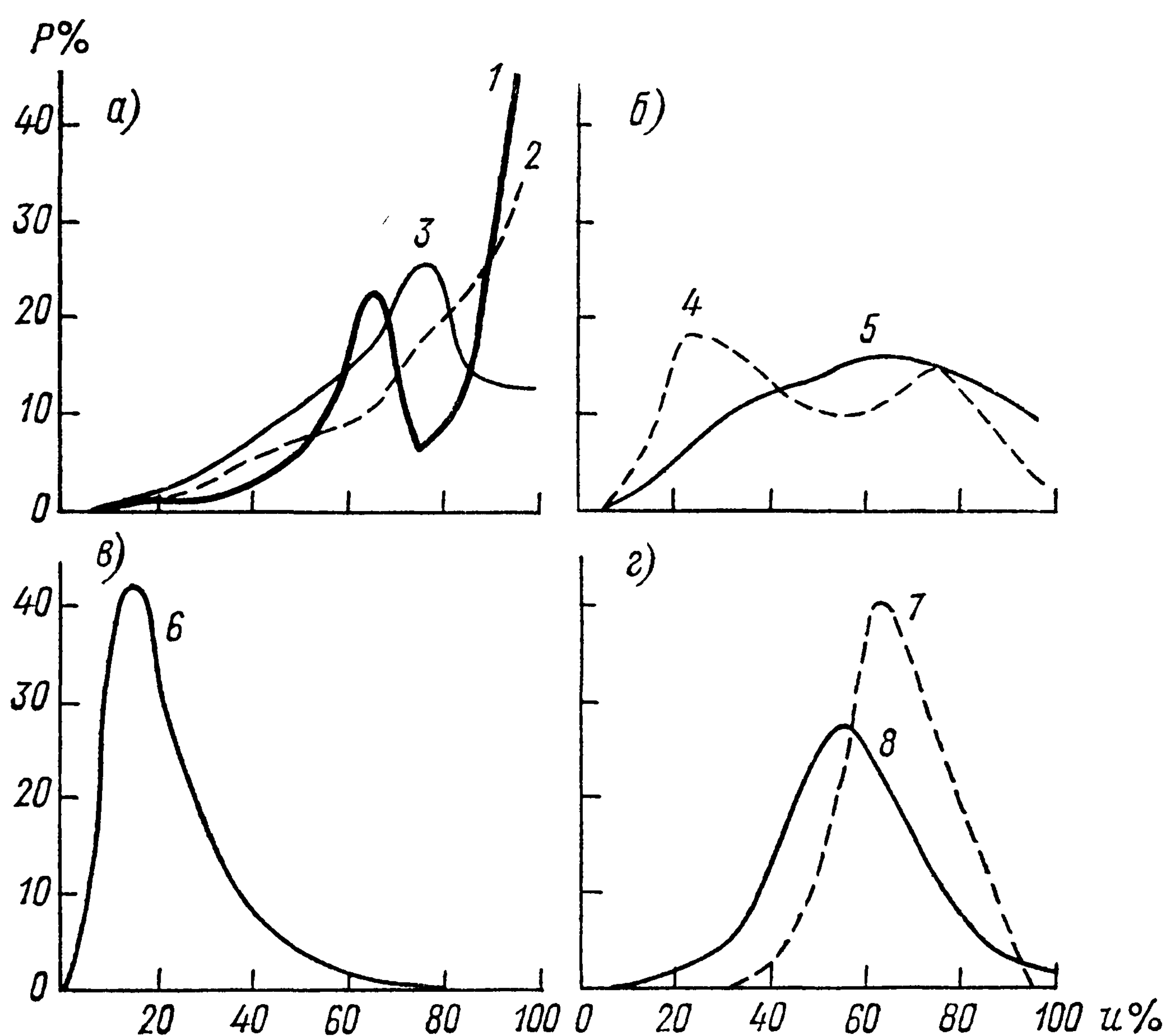


Рис. 4.5.1. Типичные распределения относительной влажности воздуха у поверхности Земли в совокупности за год по станциям.

а — отрицательная асимметрия, *б* — симметричное распределение с отрицательным эксцессом, *в* — положительная асимметрия, *г* — нормальное распределение; *1* — Ман, *2* — Каяни, *3* — София, *4* — Куско, *5* — Анталия, *6* — Таманрассет, *7* — Дзаудзи, *8* — Туле.

логнормальным распределением, а также распределением Грамма—Шарлье. Для типа распределения с отрицательным эксцессом аппроксимация в [22] не найдена.

В работе [35], в которой рассматривается зависимость распределения относительной влажности от количества облачности и показано, что наличие отрицательного эксцесса относительной влажности связано с различиями режимов облачности. При условии расчленения исходной выборки на две части по количеству облачности распределение вероятностей относительной влажности внутри подвыборок можно аппроксимировать бета-распределением. Примеры аппроксимации массовой доли влаги даны в [6]. В работе [11] приведены сведения о распределении точки росы на разных изобарических поверхностях по трем районам СССР. Распределения существенно варьируют как в зависимости от района, так и в зависимости от сезона и изобарической поверхности.

На рис. 4.5.2 приведена пространственная корреляционная функция точки росы для поверхностей 850 и 700 гПа [34]. Из рисунка видно, что с расстоянием корреляционная функция довольно быстро затухает. На поверхности 850 гПа она становится близкой к нулю на расстоянии 2000—2500 км, а на поверхности 700 гПа — на расстоянии около 1500 км. На поверхности 700 гПа корреляционные функции для осени, зимы и весны аппроксимируются одной функцией [34]:

$$r_\rho = \exp\left(-1{,}82\rho^{0{,}21}\right),$$

где ρ — в тысячах километров. На поверхности 850 гПа корреляционные функции для зимы и весны аппроксимируются [34] функцией

$$r_\rho = \exp\left(-1{,}03\rho\right),$$

а для осени — функцией

$$r_\rho = \exp\left(-1{,}04\rho\right)\cos\left(0{,}672\rho\right).$$

Вертикальные (межуровенные) автокорреляции массовой доли водяного пара по станциям северного полушария опубликованы в справочниках [29, 38], выборочные сведения из

[29] приведены в табл. 4.5.1. Обобщенные данные для тропической зоны 0—10° с. ш. приведены в [19].

На рис. 4.5.3 [34] показана вертикальная (межуровенная) автокорреляционная функция точки росы у поверхности

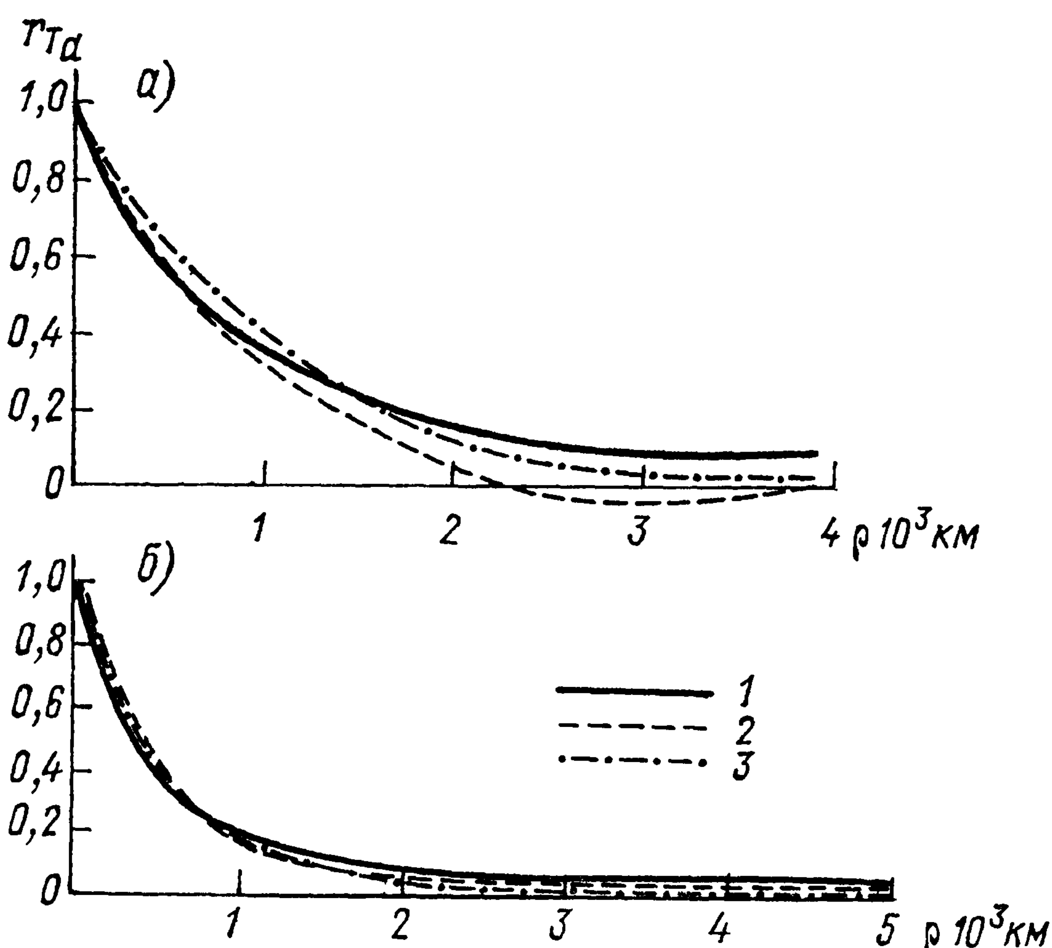


Рис. 4.5.2. Корреляционная функция точки росы для изобарических поверхностей 850 гПа (*а*) и 700 гПа (*б*).

1 — по данным за первую половину весны (1 марта—15 апреля), *2* — по данным за вторую половину осени (16 октября—30 ноября), *3* — по данным за зимний период.

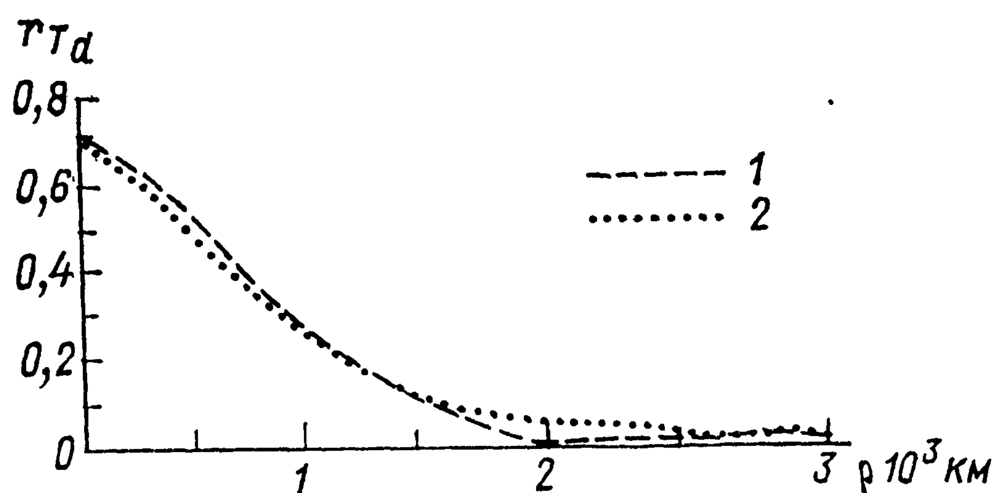


Рис. 4.5.3. Межуровенная (p_0, 850 гПа) корреляция точки росы r_{T_d}.

1 — зима, *2* — лето.

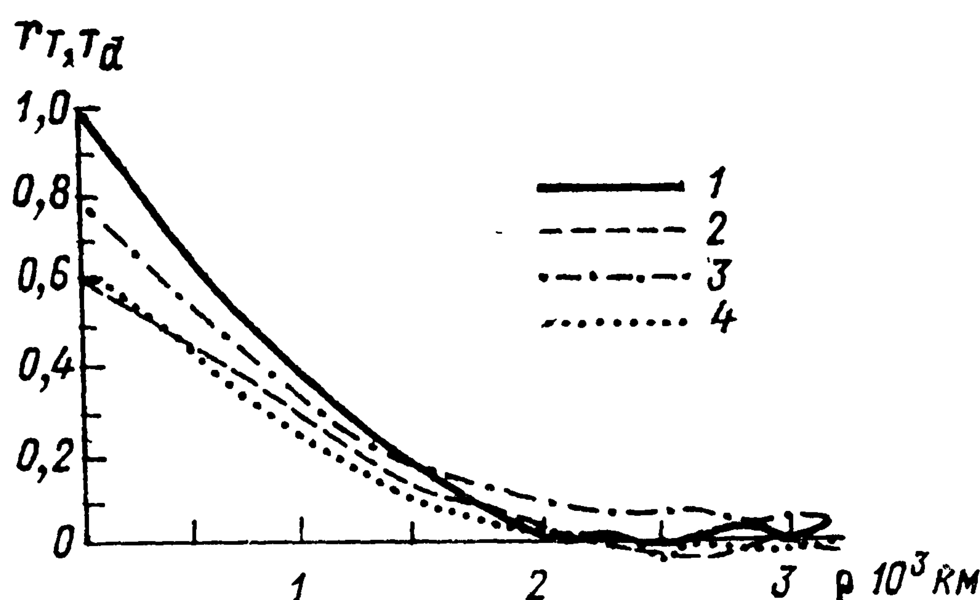


Рис. 4.5.4. Взаимная корреляционная функция температуры и точки росы для зимы (*1, 2*) и лета (*3, 4*).

1 и *3* — $r_{T,\ T_d}$ (ρ, p_0); *2* и *4* — $r_{T,\ T_d}$ (ρ, 850 гПа).

Земли и на поверхности 850 гПа, а на рис. 4.5.4 — взаимная корреляционная функция температуры и точки росы в зависимости от расстояния. В [34] предлагается аппроксимировать эти функции формулой

$$r\,(\rho,\ 1000,\ 850) = r\,(0,\ 1000,\ 850)\ \exp\left(-\alpha\rho^{\beta}\right) \cos\,(\gamma\rho),$$

где коэффициенты для зимы (лета) имеют следующие значения: $r(0,\ 1000,\ 850) = 0{,}71$ (0,69); $\alpha = 0{,}58$ (0,82); $\beta = 1{,}36$ (1,25); $\gamma = 0{,}71$ (0,44).

Таблица 4.5.1

Коэффициенты вертикальной корреляции, средние значения $\overline{q}$ и среднеквадратические отклонения σ_q массовой доли водяного пара для января ($\overline{q}_я$, $\sigma_{q_я}$, коэффициенты выше диагонали) и июля ($q_и$, $\sigma_{q_и}$, коэффициенты ниже диагонали)

Уровень, гПа	Коэффициент вертикальной корреляции						$q_я$	$\sigma q_я$	$q_и$	$\sigma q_и$
	Земля	850	700	500	400	300				
Ташкент										
Земля	1,00	0,84	0,75	0,52	0,44	0,36	8,001	1,404	2,560	1,068
850	0,65	1,00	0,85	0,54	0,45	0,41	5,926	1,488	2,043	1,049
700	0,43	0,59	1,00	0,70	0,63	0,57	4,223	1,467	1,316	0,774
500	0,27	0,28	0,40	1,00	0,89	0,79	1,275	0,791	0,417	0,310
400	0,27	0,31	0,35	0,75	1,00	0,91	0,477	0,293	0,141	0,105
300	0,31	0,35	0,40	0,53	0,67	1,00	0,160	0,087	0,032	0,021
Москва										
Земля	1,00	0,69	0,55	0,40	0,36	0,28	8,933	1,728	1,582	1,087
850	0,69	1,00	0,66	0,49	0,45	0,35	6,350	1,928	1,594	1,003
700	0,59	0,72	1,00	0,78	0,71	0,55	3,639	1,377	1,015	0,694
500	0,41	0,48	0,57	1,00	0,93	0,65	1,102	0,579	0,288	0,207
400	0,40	0,47	0,52	0,81	1,00	0,74	0,436	0,261	0,096	0,065
300	0,43	0,47	0,52	0,74	0,83	1,00	0,101	0,051	0,024	0,014

В [38] приводятся также таблицы вертикальных автокорреляций массовой доли водяного пара и взаимокорреляций температуры и массовой доли водяного пара при условиях ясной, малооблачной и пасмурной погоды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алдухов О. А. О точности расчетов характеристик влажности.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1988, вып. 147, с. 40—47.
2. Аналитическое описание четырехмерного поля климата свободной атмосферы над северным полушарием/Р. Г. Рейтенбах, Т. Ю. Рощина, А. М. Стерин, Б. Г. Шерстюков.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1984, вып. 109, с. 3—16.
3. Атлас океанов.— Изд. Главного управления навигации и океанографии Министерства обороны СССР, 1974—1977.
4. Атлас удельной влажности свободной атмосферы, над миром/Под ред. И. Г. Гутермана.— М.: Гидрометеоиздат, 1980. 99 с.
5. Бахтияров В. Г., Ломакина Н. Я. Среднезональные статистические модели высотного распределения температуры и влажности для ясной и облачной атмосферы.— В сб.: Оптико-метеорологические исследования земной атмосферы.— Новосибирск: Наука, 1987, с. 33—42.
6. Брюхань Ф. Ф., Маликова М. М. Аппроксимация распределений удельной влажности воздуха разложением их по полиномам Лагера.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1979, вып. 66, с. 64—67.
7. Гаврилова З. И. Аэрологические характеристики околоземной атмосферы.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1975, вып. 5.
8. ГОСТ 26352—84. Модель влажности воздуха в северном полушарии.— М.: Изд-во стандартов, 1985.
9. ГОСТ 26351-84. Модель влажного воздуха над территорией СССР.— М.: Изд-во стандартов, 1985.
10. Гутерман И. Г. Осредненная по вертикали и широте влажность в атмосфере Земли.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1980, вып. 72, с. 3—12.
11. Головлева В. Н. Оценка распределения точки росы и ее междусуточной изменчивости в свободной атмосфере над некоторыми районами СССР.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1974, вып. 9, с. 3—12.
12. Гутерман И. Г. Горизонтальные потоки тепла, влаги и момента количества движения в свободной атмосфере Земли.— Труды ВНИИГМИ—МЦД,— 1975, вып. 19, с. 3—40.
13. Зуев В. Е., Комаров В. С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
14. Киселева М. С., Кузенкова А. Ф. О достоверности данных поля влажности в свободной атмосфере.— Метеорология и гидрология, 1984, № 11, с. 37—43.

15. Комаров В. С., Ломакина Н. Я., Михайлов С. А. Статистические модели высотного распределения малых газовых составляющих атмосферы.— В сб. Оптико-метеорологические исследования земной атмосферы.— Новосибирск: Наука, 1987, с. 3—16.
16. Комаров В. С. Статистические параметры общего влагосодержания атмосферы и их применения в некоторых прикладных задачах.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1976, вып. 28.
17. Комаров В. С. Статистическая структура полей температуры и влажности в свободной атмосфере над СССР в дни с ясной и пасмурной погодой.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1972, вып. 79, с. 3—36.
18. Казначеева В. Д., Оржеховская В. А. Организация статистической обработки информационной базы РСБД «Аэрология» и создание массивов климатических данных в свободной атмосфере.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1985, вып. 115, с. 3—34.
19. Казначеева В. Д., Нагорная Т. С., Руденкова Т. В. Уточнение статистической структуры вертикальных профилей метеорологических элементов по данным наблюдений ТРОПЭКС-74.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1977, вып. 35, с. 62—76.
20. Климат свободной атмосферы и пограничного слоя над территорией СССР/Под ред. И. Г. Гутермана.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1979, вып. 60.
21. Комплекс ОКА-3 для централизованной автоматической обработки данных системы зондирования РКЗ — «Метеорит».— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.
22. Каткова Т. Ф. О типах распределения относительной влажности воздуха в совокупности за год в различных районах земного шара.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1983, вып. 105, с. 12—20.
23. Матвеев Л. Т. Динамика облаков.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
24. Мамонтов Н. В. Статистические характеристики относительной влажности воздуха в различные часы суток на территории СССР.— М.: Изд. ВНИИГМИ—МЦД, 1982.
25. Новый аэроклиматический справочник пограничного слоя атмосферы над СССР.— Т.1. Статистические характеристики температуры, давления, плотности, влажности/Под ред. И. Г. Рутермана,— М.: Изд. ВНИИГМИ—МЦД, 1985.
26. Новый аэроклиматический справочник свободной атмосферы над СССР. Т.3. Характеристики влажности и плотности. Т.7. Характеристики вероятности (доверительные интервалы) удельной влажности./Под ред. И. Г. Гутермана.— М.: ВНИИГМИ—МЦД, 1980, 1981.
27. О составе, точности и пространственно-временном разрешении информации, необходимой для гидрометеорологического обеспечения народного хозяйства и службы гидрометеорологических прогнозов/Под ред. М. А. Петросянца, В. Д. Решетова.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975.
28. Рейтенбах Р. Г., Стерин А. М. Создание массивов климатологических характеристик свободной атмосферы в узлах сетки методом объективного анализа.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1987, вып. 135, с. 3—45.
29. Справочник по вертикальным корреляционным связям метеорологических элементов в свободной атмосфере над СССР/Под ред. В. Д. Казначеевой.— М.: Изд. ВНИИГМИ—МЦД, 1980.
30. Справочник статистических характеристик температуры и влажности в свободной атмосфере над СССР/Под ред. В. С. Комарова.— М.: Изд. ВНИИГМИ—МЦД, 1972—1975.
31. Снопков В. Г. О суммарном влагосодержании атмосферы над Индийским океаном.— Труды ТИНРО, 1975, вып. 10, с. 40—43.
32. Снопков В. Г., Плечков В. М. О влагосодержании атмосферы на экваторе над Атлантическим океаном.— В кн.: Метеорологическое исследование по программе международного тропического эксперимента.— М.: Наука, 1977, с. 51—71.
33. Снопков В. Г. О корреляции между содержанием водяного пара в атмосфере и характеристики влажности воздуха у поверхности Земли.— Метеорология и гидрология, 1977, № 12, с. 38—42.
34. Статистическая структура метеорологических полей/Под ред. Л. С. Гандина и др.— Будапешт, 1976.
35. Семочкин А. Г. О распределении повторяемостей относительной влажности в свободной атмосфере.— Метеорология и гидрология, 1973, № 8, с. 92—94.
36. Справочник статистических характеристик полей температуры и влажности в атмосфере северного полушария. Ч.4. Локальные модели атмосферы/Под ред. В. С. Комарова.— М., 1981.
37. Содержание и перенос влаги в атмосфере над территорией СССР, Атлас.— М., Институт водных проблем АН СССР, 1984.
38. Таблицы статистических характеристик термодинамических параметров атмосферы северного полушария. Ч. I—IV/Под ред. В. С. Комарова.— М.: Гидрометеоиздат, 1977—1979.
39. Трищенко А. П., Шерстюков Б. Г. Анализ погрешностей при измерении влажности в атмосфере радиозондовым методом.— Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1988, вып. 147, с. 47—56.
40. Compendium of lecture notes on meteorological instruments for training class III and class IV meteorological personnel.— WMO, No. 622, Geneva, 1986.
41. Guide to meteorological instruments and methods of observation. Fifth ed.— WMO, No. 8, Geneva. 1983.

Глава 5. ОБЛАКА

5.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ОБЛАКОВ

5.1.1. Введение

В земной атмосфере вода присутствует во всех трех фазовых состояниях — газообразном (количество водяного пара в воздухе определяет его влажность), жидком (в виде капель в облаках, тумане и дожде) и твердом (в виде облачных кристаллов, снежинок града). Облака являются важным составным элементом круговорота воды в природе; они влияют на радиационный обмен Земля—атмосфера, на перераспределение тепла на земном шаре и общую циркуляцию атмосферы. Наконец, они являются важным погодо- и климатообразующим фактором.

Облака образуются, как правило, когда парциальное давление водяного пара превосходит давление E насыщенного при данной температуре водяного пара над водой (см. главу 1, п. 1.10). Значения E резко увеличиваются с повышением температуры. Обычно значения E затабулированы (табл. 5.1.1 и 5.1.2) или определяются из эмпирических соотношений [9, 23].

Таблица 5.1.1

Парциальное давление E_w (гПа) насыщенного водяного пара над плоской поверхностью чистой воды [10]

Температура	0	2	4	6	8
—50	0,06354				
—40	0,1891	0,1533	0,1238	0,09959	0,7973
—30	0,5087	0,4204	0,3463	0,2841	0,2322
—20	1,2538	1,0536	0,8826	0,7369	0,6133
—10	2,8622	2,4405	2,0751	1,7594	1,4874
0	6,1070	5,2745	4,5444	3,9055	3,3478
0	6,1070	7,0538	8,1284	9,3453	10,720
10	12,271	14,016	15,975	18,171	20,628
20	23,371	26,428	29,829	33,606	37,793
30	42,427	47,548	53,197	59,418	66,260

Таблица 5.1.2

Парциальное давление E_i (гПа) насыщенного водяного пара над поверхностью чистого льда [10]

Температура	0	2	4	6	8
—50	0,03933	0,03066	0,02379	0,01837	0,01412
—40	0,1283	0,1021	0,08094	0,06390	0,05024
—30	0,3797	0,3078	0,2487	0,2002	0,1606
—20	1,0315	0,8501	0,6983	0,5719	0,4668
—10	2,5966	2,1712	1,8104	1,5053	1,2479
0	6,1064	5,1727	4,3709	3,6840	3,0970

В атмосфере всегда присутствуют инородные частицы — аэрозоли. Они играют роль ядер конденсации (ЯК), и, когда давление (концентрация) водяного пара достигает определенного значения, он начинает на них конденсироваться. В результате образуются облака, а избыточный водяной пар как бы «стекает» на облачные частицы и давление (концентрация) водяного пара не поднимается существенно выше значения, соответствующего насыщению. В капельных или смешанных (состоящих из капель и кристаллов) облаках пересыщение (относительное превышение давления водяного пара над давлением насыщенного водяного пара при той же температуре) над плоской поверхностью воды $E(T)$ обычно составляет не более десятых долей (редко 1—2 %).

Созданию условий, благоприятных для зарождения облаков, при которых парциальное давление водяного пара e становится больше $E(T)$, способствует повышение общего количества водяного пара, т. е. увеличение e, и уменьшение $E(T)$, т. е. понижение температуры T. В природе количество водяного пара возрастает там, где более влажная почва, много водоемов, выше температура поверхности, с которой происходит испарение, а также там, где сухой воздух смешивается с более влажным.

Температура же воздуха понижается при его подъеме и расширении (см. главу 1, п. 1.9), при его радиационном выхолаживании, при тепловом взаимодействии с более холодной подстилающей поверхностью или, наконец, при смешении с более холодными воздушными массами.

Благоприятные условия ($e > E$) могут возникнуть в большей или меньшей части атмосферного воздуха, в слоях разной толщины и протяженности, на различной высоте в любое время года. В зависимости от условий образования различаются формы, размеры облаков, высота, на которой они располагаются.

5.1.2. Классификация облаков

Первые попытки систематизировать облачные формы относятся к 1896—1897 гг., когда был издан первый Международный атлас облаков [16]. Современный Международный атлас облаков был издан в 1956 г. Всемирной метеорологической организацией [21]. Ему соответствует и используемый на сети станций СССР советский Атлас облаков [2]. Последний Международный атлас облаков вышел в 1987 г. [22].

В классификации облаков в основном учитывается их морфология (внешний вид) и высота расположения над земной поверхностью. Все облака делятся на 10 основных форм. Каждая форма подразделяется на виды и разновидности, большая часть из которых перечислена в табл. 5.1.3.

По высоте расположения облака делятся на облака нижнего (St и Sc), среднего (As и Ac) и верхнего (Ci, Cs, Cc) ярусов. Обычно к облакам нижнего яруса относят и Ns, но иногда их выделяют в отдельную группу. Отдельно рассматриваются облака вертикального развития (Cu, Cb).

5.1.3. Основные атмосферные процессы, приводящие к образованию облаков различных форм

Облака в зависимости от процессов, приводящих к их формированию, можно разделить на слоистообразные, волнистообразные и кучевообразные.

Слоистообразные облака (СО). Это наиболее обширный класс облаков. В него входят облака, образующиеся в зонах атмосферных фронтов за счет упорядоченных медленных восходящих движений воздуха ($\overline{w}$ до нескольких см/с). В зависимости от того, на каких высотах протекают процессы конденсации, образуются облака Ns, As, Cs и некоторые формы Ci. Другую группу СО составляют St и St fr., которые являются внутримассовыми и образуются главным образом благодаря турбулентным неадиабатическим процессам в пограничном слое атмосферы (ПСА). Важную роль здесь могут играть процессы радиационного выхолаживания облаков. СО покрывают порой пространства протяженностью в несколько тысяч километров.

Волнистообразные облака (ВО). Облака этого класса (Sc, Ac, Cc) возникают в гребнях гравитационно-сдвиговых волн, волн Кельвина—Гельмгольца или при ячейковой (целлюлярной) конвекции. При ячейковой конвекции облачный слой распадается на ячейки с восходящими потоками в центре и нисходящими — на периферии (закрытые ячейки) или наоборот — с безоблачным просветом в центре (открытые ячейки). При так называемой двумерной ячейковой конвекции образуются полосы облаков («облачные улицы»).

Толщина ВО обычно составляет от нескольких десятков до сотен метров, но может достигать и нескольких километров. Горизонтальная протяженность ВО редко превышает несколько сотен километров.

Конвективные облака (КО). К ним относятся облака Cu, Cb и их разновидности, а также Sc cast. и Ac cast, Cc, Ci unc. и др.

Таблица 5.1.3

Современная классификация облаков

№ п/п	Основные формы облаков	Латинское название	Международное обозначение	Виды и разновидности	Латинское название	Международное обозначение
1	Перистые облака	*cirrus*	Ci	а) волнистые или нитевидные	*fibratus*	Ci fib.
				когтевидные	*uncinus*	Ci unc.
				хребтовидные	*vertebratus*	Ci vert.
				перепутанные	*intortus*	Ci int.
				б) плотные	*spissatus*	Ci sp.
				грозовые	*incus-genitus*	Ci ing.
				хлопьевидные	*flocus*	Ci floc.
2	Перисто-кучевые облака	*cirrocumulus*	Cc	а) волнистые	*undulatus*	Cc und.
				чечевицеобразные	*lenticularis*	Cc lent.
				б) кучевообразные	*cumuliformis*	Cc cuf.
				хлопьевидные	*flocus*	Cc floc.
3	Перисто-слоистые	*cirrostratus*	Cs	а) волокнистые	*fibratus*	Cs fib.
				б) туманообразные	*nebulosus*	Cs neb.
4	Высоко-кучевые	*altocumulus*	Ac	а) волнистые	*undulatus*	Ac und.
				просвечивающие	*translucidus*	Ac trans.
				непросвечивающие плотные	*opacus*	Ac op.
				чечевицеобразные	*lentucularis*	Ac lent.
				неоднородные	*inhomogenus*	Ac inh.
				б) кучевообразные	*cumuliformis*	Ac cuf.
				хлопьевидные	*flocus*	Ac floc.
				башенковидные	*castellanus*	Ac cast.
				образовавшиеся из кучевых	*cumulogenitus*	Ac cug.
				с полосами падения	*virga*	Ac vir.
5	Высоко-слоистые	*altostratus*	As	а) туманообразные	*nebulosus*	As neb.
				б) волнистые *	*undulatus*	As und.
6	Слоисто-кучевые	*stratocumulus*	Sc	а) волнистые	*undulatus*	Sc und.
				просвечивающие	*translucidus*	Sc trans.
				плотные	*opacus*	Sc op.
				чечевицеобразные	*lenticularis*	Sc lent.
				б) кучевообразные	*cumuliformus*	Sc cuf.
				башенкообразные	*castellanus*	Sc cas.
				растекающиеся дневные	*diurnalis*	Sc diurn.
				растекающиеся вечерние	*vesperalis*	Sc vesp.
				вымеобразные	*mammatus*	Sc mam.
7	Слоистые	*stratus*	St	а) туманообразные	*nebulosus*	St neb.
				б) волнистые	*undulatus*	St und.
				в) разорванные	*fractus*	St fr.
				или разорванно-дождевые	*fractonimbus*	Frnb.
8	Слоисто-дождевые	*nimbostratus*	Ns	Обычно Frnb встречаются в сочетании с Ns.		
9	Кучевые	*cumulus*	Cu	плоские (хорошей погоды)	*humilis*	Cu hum.
				средние	*mediocris*	Cu med.
				мощные	*congestus*	Cu cong.
10	Кучево-дождевые	*cumulonimbus*	Cb	а) лысые	*calvus*	Cb calv.
				б) волосатые	*capillatus*	Cb cap.
				с грозовым валом	*arcus*	Cb arc.
				с наковальней	*incus*	Cb inc.

* Иногда, как и для Ac, употребляются более тонкие признаки: As trans, As op.

Cu и Cb образуются в результате интенсивных восходящих движений воздуха, порождаемых конвекцией. Элементы конвекции («термики») могут проявляться в виде замкнутых объемов, размеры которых составляют от десятков до сотен метров, или в форме струй, чаще наклоненных, примерно той же ширины или чуть у́же.

Конвекция в безоблачной атмосфере связана с наличием термической неустойчивости атмосферы ($\gamma > \gamma_a$), в облаках она связана с влажнонеустойчивостью ($\gamma > \gamma_{ва}$). При подъеме термик вовлекает в свое движение окружающий более сухой воздух, что приводит к уменьшению скорости его подъема и водности (см. п. 5.4.4).

Описанная генетико-морфологическая классификация не исчерпывает всего разнообразия форм облаков. Облака непрерывно эволюционируют, образуя многочисленные переходные формы.

5.2. ПОВТОРЯЕМОСТЬ И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ОБЛАКОВ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ

5.2.1. Классификация пространственно-временных масштабов атмосферных процессов

В формировании облаков участвуют процессы с масштабами от долей микрометра (размеры ядер конденсации) до тысяч километров (масштабы, циклонов, антициклонов) (табл. 5.2.1).

Таблица 5.2.1

Классификация пространственно-временных масштабов атмосферных явлений [10]

Обозначение	Характерный размер	Характерное время процессов	Типичные атмосферные явления
	Макромасштаб (A)		
a_α	$>10^4$ км	Неделя	Общая циркуляция атмосферы
a_β	$2\cdot10^3$—10^4 км	Около недели	Циклоны, антициклоны
	Мезомасштаб (B)		
b_α	$2\cdot10^2$—$2\cdot10^3$ км	До нескольких суток	Фронты, ураганы
b_β	20—200 км	От нескольких часов до суток	Кластеры, неоднородности фронтальных облаков, линия шквалов
b_γ	2—20 км	От десятков минут до часов	Отдельные конвективные облака, грозы
	Микромасштаб (C)		
c_α	$2\cdot10^2$—$2\cdot10^3$ м	От минуты до десятков минут	Конвективные ячейки, торнадо, проникающая конвекция
c_β	20—200 м	Десятки секунд	Термики, свободный пробег капель в облаках, турбулентные неоднородности
c_γ	1—20 м	Секунды	Турбулентный фазовый масштаб и время фазовой релаксации в капельных облаках
c_δ	2—100 см	Десятые доли секунды	Расстояние между частицами осадков
c_ε	0,1—20 мм		Размеры частиц осадков. Расстояние между облачными частицами
c_ζ	0,02—100 мкм		Размеры ядер конденсации и облачных частиц

Примечание. В работах АТЭП (1972—1974) динамические процессы в тропиках было предложено разделять в зависимости от их характерных размеров на следующие четыре группы.

A. Синоптический масштаб, с характерным размером $L=1000\ldots10\,000$ км; приближенно соответствует макромасштабу a_β.

B. Масштаб облачных скоплений, $L=100\ldots1000$ км; соответствует масштабу b_α.

C. Мезометеорологический масштаб, $L=10\ldots100$ км; соответствует масштабу b_β.

D. Масштаб кучевой конвекции, $L=1\ldots10$ км; соответствует масштабу b_γ.

5.2.2. Степень закрытия небосвода

В целом на земном шаре около 60 % небосвода закрыто облаками. При этом в одних регионах почти весь год ясно, в других — пасмурно, в третьих — отчетливо заметен сезонный ход количества облаков. Таким образом, количество облаков * зависит от места (координат) и времени. Степень (доля) закрытия небосвода зависит также и от того, о какой площади небосвода идет речь, т. е. от масштабов осреднения. Так, в пределе распределение $p(N)$ (плотность повторяемости N, где N — количество баллов общей облачности) для всего земного шара в целом имеет одномодальный вид с острым максимумом вблизи $N=6$ баллов и нулями при $N=0$ или $N=10$. При малых площадях осреднения (например, 1×1км) небосвод в основном либо свободен от облаков, либо полностью закрыт. Кривая $p(N)$ имеет U-образный вид: в середине интервала $p(N)\approx0$. По мере увеличения площади осреднения крайние моды сближаются, и постепенно бимодальная функция плотности распределения $p(N)$ трансформируется в одномодальную — обе моды сливаются. Согласно данным [10], это происходит при площади осреднения S, равной примерно $10\times10°$. Модальные значения N_{mod} зависят от региона и времени года.

Влияние площади осреднения на среднее количество облачности хорошо прослеживается по табл. 5.2.2. Даже при масштабах осреднения $10\times10°$ для ЕТС сохраняются бимодальные средние по сезонам распределения.

Данные о среднемесячном количестве облаков приведены в табл. 5.2.3. В табл. 5.2.4 даны более детальные территориальные характеристики облачности.

* Количество облаков обычно измеряют в баллах. В отличие от принятой в Европе и СССР десятибалльной системы, в США часто используют восьмибалльную.

Таблица 5.2.2

Повторяемость (%) различных значений количества облаков N в различные сезоны над ЕТС (по [10])

Размер квадрата S	Сезон	N баллы										
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	Л	74	0	0	0	0	0	0	0	0	0	26
	О	51	0	0	0	0	0	0	0	0	0	49
	З	33	0	0	0	0	0	0	0	0	0	67
	В	51	0	0	0	0	0	0	0	0	0	49
0,5°×0,5°	Л	50	12	10	2	1	0	1	2	2	9	11
	О	35	7	7	2	2	1	3	3	2	14	24
	З	17	6	5	2	3	2	4	4	4	16	38
	В	34	7	7	2	3	2	2	3	4	12	24
1°×1°	З	11	7	5	5	4	2	4	6	8	18	29
	В	26	10	8	5	5	2	3	5	5	13	18
	Л	39	18	9	6	2	1	2	2	3	9	9
	О	26	10	7	5	4	2	4	4	5	17	16
4°×4°	З	4	5	5	7	7	6	8	11	14	23	11
	В	11	10	10	10	8	6	6	9	12	14	4
	Л	12	27	15	14	6	3	3	4	7	8	1
	О	8	13	9	12	7	5	6	8	11	16	3
10°×10°	З	1	2	3	9	10	8	12	19	18	17	2
	В	5	5	7	14	14	9	14	14	10	8	0
	Л	2	16	19	23	12	8	6	6	7	2	0
	О	2	4	8	16	15	10	12	15	11	5	0

Таблица 5.2.3

Средние месячные значения количества облаков N (баллы) за 1971—1980 гг. [10]

Период осред-нения	Северное полушарие			Южное полушарие			Земной шар		
	Океан	Суша	В целом	Океан	Суша	В целом	Океан	Суша	В целом
I	5,8	4,0	5,1	6,7	4,7	6,2	6,3	4,2	5,7
II	5,6	4,0	5,0	6,5	4,9	6,1	6,1	4,3	5,6
III	5,4	4,2	4,9	6,7	4,5	6,2	6,1	4,3	5,6
IV	5,6	4,7	5,2	6,7	4,4	6,2	6,2	4,6	5,7
V	5,9	4,9	5,4	6,7	4,1	6,1	6,4	4,6	5,8
VI	6,1	4,9	5,6	6,7	3,7	6,0	6,4	4,5	5,8
VII	6,0	4,9	5,5	6,7	3,5	6,0	6,5	4,4	5,8
VIII	5,9	5,0	5,5	6,9	3,7	6,2	6,5	4,6	5,9
IX	5,9	4,9	5,5	7,0	4,0	6,3	6,5	4,6	5,9
X	6,0	4,5	5,4	6,9	4,3	6,3	6,5	4,4	5,8
XI	5,9	4,2	5,2	6,9	4,3	6,3	6,5	4,2	5,8
XII	6,0	4,1	5,2	6,9	4,6	6,4	6,5	4,3	5,8
Год	5,8	4,5	5,3	6,8	4,2	6,2	6,4	4,4	5,8

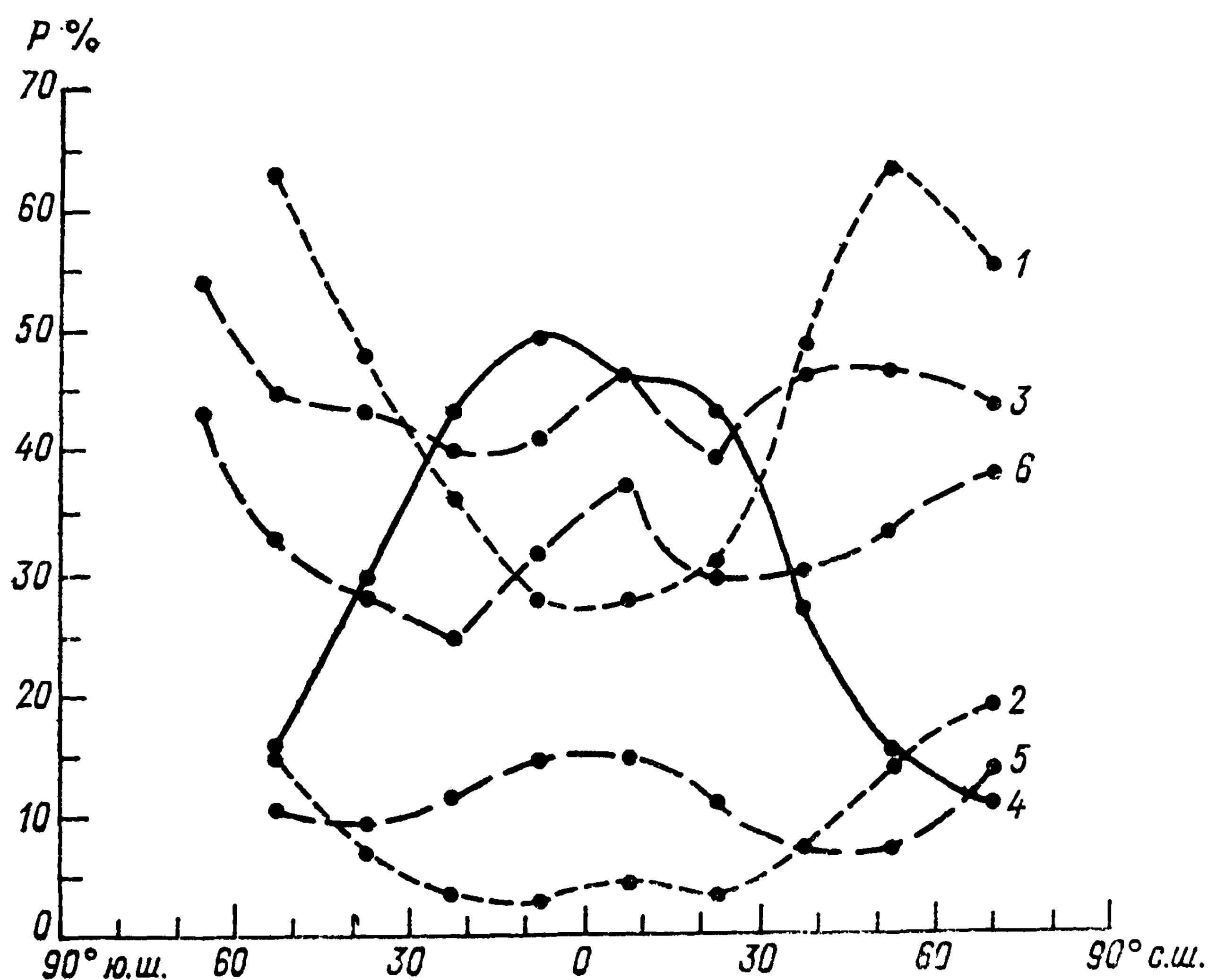


Рис. 5.2.1. Средний широтный ход среднегодовой повторяемости P (%) различных форм облачности над океанами [19].

1 — (Ci+Cc+Cs), 2 — (As+Ac), 3 — Ns, 4 — Cu, 5 — (St+Sc), 6 — Cb.

О повторяемости облаков различных форм на земном шаре судят по многолетним данным регулярных наземных и судовых наблюдений. Большой объем накопленных данных был обработан в [3], а позднее группой американских авторов [19, 20]. Последние по единой методике обработали данные синоптических телеграмм за четыре срока ежесуточных наблюдений за период 1965—1976 гг. над океанами (10^7 наблюдений) и за период 1971—1980 гг. на 7000 наземных станциях (10^8 наблюдений). По этим данным построены карты сезонной повторяемости 6 групп облаков (Ci + Cs + Cc), (As + Ac), (Ns), (St + Sc), (Cu), (Cb) по квадратам 5 × 5° для суши и 15 × 30° для океанов.

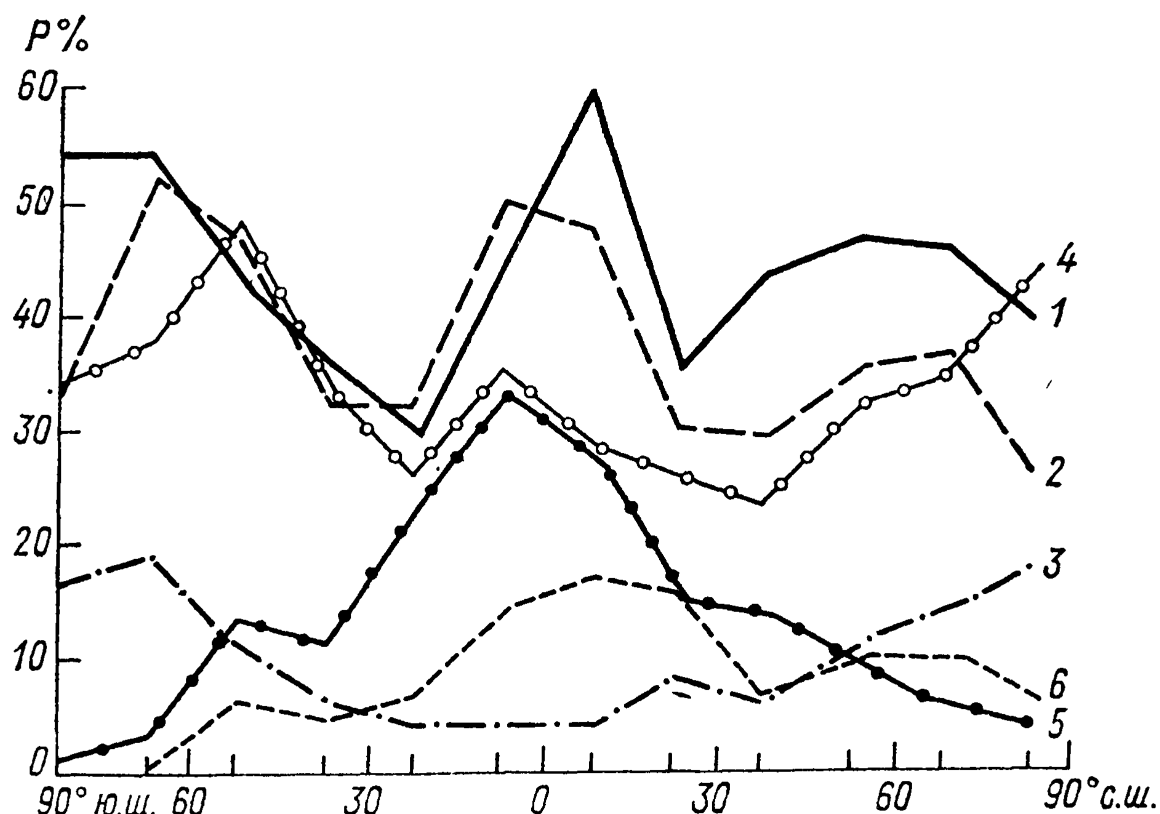


Рис. 5.2.2. Средний широтный ход среднегодовой повторяемости P (%) различных форм облачности над сушей [20].

1 — (Ci+Cs+Cc), 2 — (As+Ac), 3 — Ns, 4 — (St+Sc), 5 — Cu, 6 — Cb.

Средний за все сезоны широтный ход повторяемости различных групп облаков над сушей и над океанами показан на рис. 5.2.1 и 5.2.2. В табл. 5.2.5 указана средняя доля суши по 5-градусным широтным интервалам.

5.2.3. Повторяемость облаков различных форм

5.2.3.1. Слоистообразные облака

Слоистообразные (St, Ns, As, Cs) и волнистообразные (Sc, Ac, Cc) облака, так же как и фронтальные облачные системы Ns—As—Cs, могут покрывать районы площадью S до 10^5 — 10^7 км². В табл. 5.2.6 приведены данные измерений с ИСЗ за 1965—1970 гг.— средние ($\overline{S}$) и максимальные (S_{max}) значения площадей, занимаемых сплошными полями слоисто-

Таблица 5.2.4

Среднее месячное количество облаков N (баллы) над океанами и материками за 1971—1980 гг. [10]

Материки и океаны	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Северное полушарие													
Европа	6,2	6,2	5,8	6,1	5,7	5,5	5,4	5,4	5,6	5,9	6,5	6,6	5,9
Азия	3,9	3,9	4,1	4,8	5,0	4,9	5,0	4,9	4,7	4,3	3,8	3,9	4,4
Африка	2,9	2,8	3,3	3,7	3,8	3,9	3,9	4,1	4,1	3,6	3,2	3,1	3,5
Северная Америка	3,9	3,8	3,5	3,5	4,8	5,5	5,7	6,4	6,4	5,6	4,1	3,9	5,3
Ледовитый океан	3,9	3,8	3,5	3,5	4,8	5,5	5,7	6,4	6,4	5,6	4,1	3,9	4,8
Атлантический океан	5,9	5,8	5,6	5,6	5,6	5,6	5,3	5,2	5,4	5,7	5,7	6,0	5,6
Индийский океан	3,6	3,2	2,6	3,5	4,5	5,8	5,8	5,6	5,1	4,5	4,1	4,3	4,4
Тихий океан	6,2	6,0	5,8	6,2	6,3	6,4	6,3	6,2	6,2	6,4	6,4	6,5	6,2
Южное полушарие													
Австралия	4,5	4,4	3,8	3,5	3,8	3,4	3,0	3,3	3,2	3,4	3,6	4,0	3,7
Африка	6,1	6,0	5,7	5,5	4,2	3,2	3,8	4,0	4,8	5,1	5,4	6,1	5,0
Южная Америка	6,2	6,1	5,8	5,6	5,4	4,9	4,6	4,8	5,4	5,6	5,6	5,9	5,0
Антарктида	2,1	2,7	2,2	2,3	2,3	2,3	2,1	2,1	2,1	2,2	2,0	2,1	2,2
Атлантический океан	6,6	6,4	6,7	6,8	6,8	6,8	6,8	6,9	7,2	7,2	7,0	6,9	6,8
Индийский оксан	6,7	6,5	6,5	6,4	6,5	6,5	6,5	6,6	6,8	6,6	6,6	6,7	6,6
Тихий океан	6,6	6,5	6,6	6,7	6,6	6,0	6,6	6,8	6,9	6,9	6,8	6,9	6,7

Таблица 5.2.5

Средняя доля (%) суши на земном шаре по 5-градусным широтным зонам

Полушарие	Зона, φ°																	
	0—5°	5—10°	10—15°	15—20°	20—25°	25—30°	30—35°	35—40°	40—45°	45—50°	50—55°	55—60°	60—65°	65—70°	70—75°	75—80°	80—85°	85—90°
Северное	22	26	25	30	36	41	43	45	50	57	61	57	72	76	41	29	17	0
Южное	26	24	21	24	25	22	16	7	4	3	2	0	0	22	60	88	100	100

Таблица 5.2.6

Средние ($\overline{S}$) и максимальные (S_{max}) значения площади (млн. км²) индивидуальных полей сплошных слоистообразных облаков в умеренных широтах

	Январь			Апрель			Июль			Октябрь		
	Число случаев	$\overline{S}$	S_{max}	Число случаев	$\overline{S}$	S_{max}	Число случаев	$\overline{S}$	S_{max}	Число случаев	$\overline{S}$	S_{max}
Евразия	204	11,0	45,0	348	4,0	34,9	460	3,0	36,5	317	7,7	52,5
Северная Америка	309	9,8	48,8	414	3,9	28,8	455	2,2	32,5	388	4,7	52,5

образных облаков над умеренными широтами Евразии и Северной Америки. Здесь указана суммарная площадь полей облаков без разделения на слои.

Поля облаков верхнего яруса могут также занимать площадь порядка 10^6 км², однако протяженность L сплошных полей Ci и Cs сравнительно редко превышает 10^3 км. Мода распределения L приходится на 100—200 км.

Остановимся несколько подробнее на фронтальных облачных системах (ФОС). Они состоят из облаков, располагающихся в нескольких облачных ярусах. От случая к случаю структура и размеры ФОС могут сильно меняться, но для каждого из типов атмосферных фронтов они обладают некоторыми специфическими чертами, связанными с особенностями в распределении упорядоченных вертикальных движений и турбулентности на фронтах различных типов.

5.2.3.2. Облачные системы теплых фронтов (ОС ТФ)

Схема облачной системы теплого фронта показана на рис. 5.2.3. Надфронтальная облачность Sc(St), Ns, As и Cs(Ci)

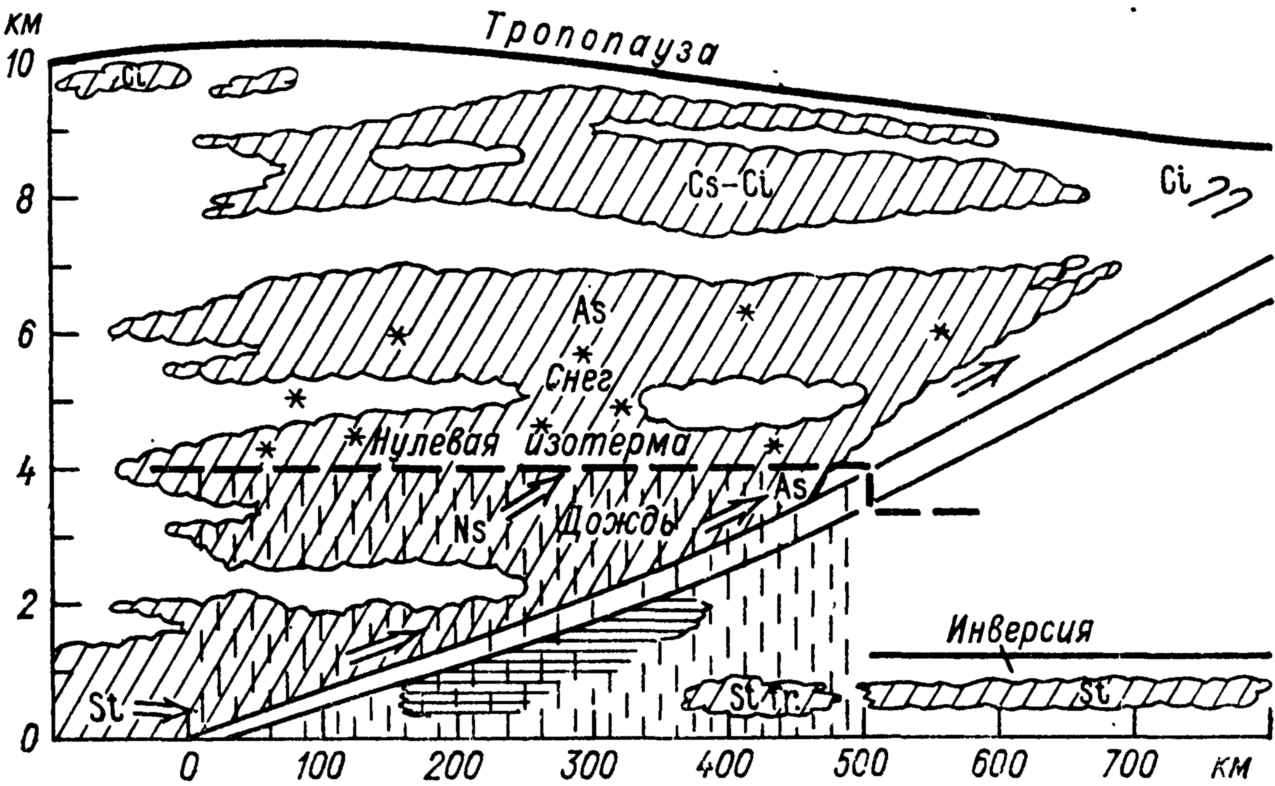


Рис. 5.2.3. Схема облачной системы теплого фронта.

формируется благодаря наклонному подъему теплого воздуха по фронтальной поверхности со средней скоростью $\overline{w}$ от 1—2 до 20—30 см/с. На участках с $\overline{w} > 0$ облака смыкаются друг с другом, а в слоях, где $\overline{w} < 0$, создается дефицит влажности и образуются междуоблачные промежутки. Заполненность надфронтальной части атмосферы облаками увеличивается с интенсификацией восходящих движений.

Верхняя часть ОС ТФ располагается на некотором удалении от фронта и наклон передней части ОС к горизонту примерно вдвое превышает наклон фронтального раздела [12].

Надфронтальные поля Ci—Cs возникают благодаря совместному действию упорядоченных восходящих течений и турбулентности и не всегда являются сплошными.

Подфронтальная часть ФОС состоит из St fr., Fr nb, Sc и St. Поскольку под фронтом почти повсеместно $\overline{w} \leqslant 0$, то эти облака имеют преимущественно турбулентное происхождение. Их образованию способствует увлажнение воздуха, связанное с испарением выпадающих сверху осадков.

О размерах ФОС можно судить по табл. 5.2.7 и 5.2.8 [9].

Таблица 5.2.7

Средняя толщина облачных слоев $\overline{\Delta H}$ (км) на теплом и холодном фронтах при различном удалении (L) от наземной линии фронта

L км	Теплый фронт		Холодный фронт	
	Теплый сезон	Холодный сезон	Теплый сезон	Холодный сезон
—300	—	—	1,2	1,0
—200	1,9	1,4	1,6	1,7
—100	—	—	1,8	1,6
0	2,0	1,6	2,2	1,7
100	2,1	1,6	2,3	1,7
200	1,8	1,8		
300	2,0	1,7		
400	1,9	1,6		
500	1,9	1,7		
600	2,1	1,8		
700	1,8	1,5		
800	1,6	1,8		

ФОС характеризуются расслоенностью облаков, возрастающей по мере удаления от фронта. В ОС ТФ в 80—85 % случаев число слоев не превышает двух, но может наблюдаться четыре (3 % случаев) и даже пять отдельных облачных слоев. Наиболее вероятная причина расслоения надфронтальных облаков — локальное уменьшение скорости вертикальных движений или смена их знака; в случае подфронтальной облачности — это локальное ослабление вертикального турбулентного обмена.

Если надфронтальный воздух конвективно неустойчив, в нем образуются затопленные конвективные ячейки (см. п. 5.2.3.5). Летом они иногда развиваются в Cb. Поэтому над ЕТС вероятность гроз на ТФ весьма велика и составляет в среднем за год 43 %, а в июне—июле — даже 70 %. Наиболее мощные Cb располагаются перед приземной линией ТФ.

В холодную часть года из-за ослабления устойчивости стратификации в поднимающемся воздухе внутри ТФ также могут образовываться затопленные конвективные ячейки с основанием выше уровня конденсации. С ними связано резкое усиление снегопада (ливневой снег), а иногда — зимние грозы.

Таблица 5.2.8

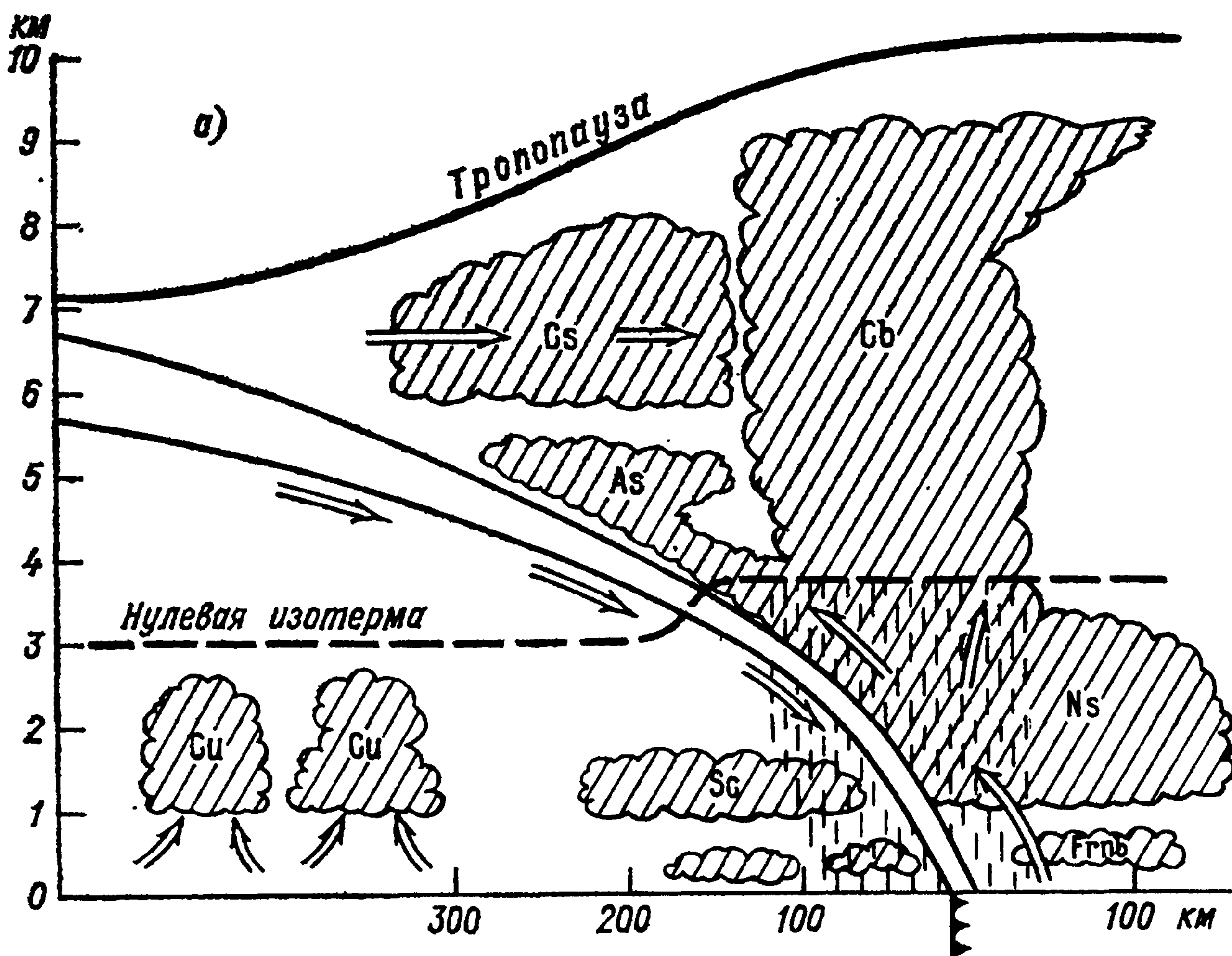
Повторяемость (%) и горизонтальные размеры (км) фронтальных облачных зон над Европой

Фронт	Сезон	Число случаев	Длина, км					Максимум, км	Минимум, км
			<1000	1000—2000	2000—3000	3000—4000	>4000		
Холодный	Зима	33	10	15	50	20	5	4200	1000
	Лето	77	2	25	45	25	3	5000	500
Теплый	Зима	27	70	30				1500	450
	Лето	31	50	50				1500	300
Окклюзии	Зима	50		15	40	35	10	4500	1200
	Лето	87	5	15	40	35	5	5000	500

Фронт	Сезон	Число случаев	Ширина, км					Максимум, км	Минимум, км
			<200	200—400	400—600	600—800	>800		
Холодный	Зима	33	10	60	15	10	5	900	30
	Лето	77	5	25	55	10	5	1200	10
Теплый	Зима	27	10	45	25	15	5	1000	150
	Лето	31	—	25	45	25	5	900	100
Окклюзии	Зима	50	2	30	40	25	3	1000	100
	Лето	87	2	20	40	35	3	1500	100

5.2.3.3. Облачные системы холодных фронтов (ОС ХФ)

Структура ОС холодных фронтов (ХФ) зависит от типа фронта. Над медленно перемещающимися фронтами (ХФ 1-го рода) (рис. 5.2.4 *а*) перистые облака часто отсутствуют, поскольку в верхней части тропосферы воздух над ХФ нередко опускается. Около тропопаузы иногда образуются Ci (реже Cs) турбулентного происхождения. Общие характеристики ОС ХФ приведены в табл. 5.2.7 и 5.2.8. В углубляющихся циклонах толщина ОС почти вдвое больше, чем в заполняющихся (в среднем 4,3 и 2,8 км соответственно). Если перед ХФ воздух в пограничном слое стратифицирован неустойчиво, в нем развиваются облака глубокой конвекции, инициируемые вынужденным подъемом воздуха перед фронтом. В той части подфронтального клина холодного воздуха, где выпадают осадки, образуются Frnb и Sc. Летом здесь иногда развиваются Cu, Cb.



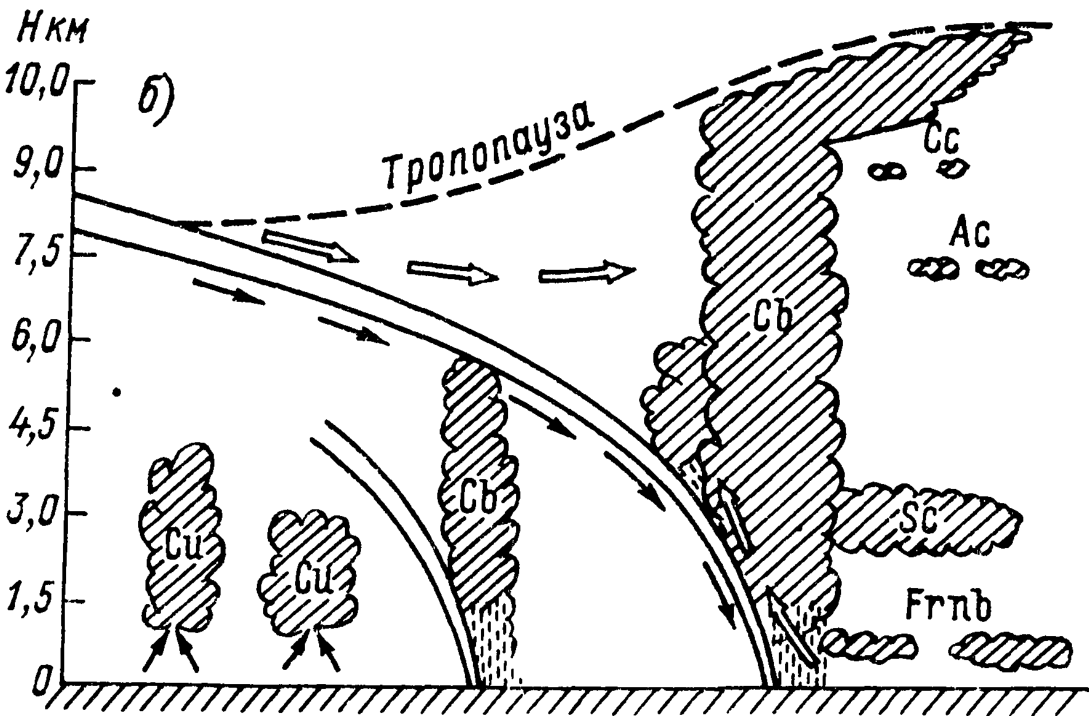


Рис. 5.2.4. Схема облачной системы холодного фронта первого рода (*а*) и второго рода (*б*).

Облака ХФ, так же как и облака ТФ, часто расслоены, причем число слоев в 80—90 % случаев не превышает двух. Толщина облачных слоев и безоблачных промежутков редко превышает 2—3 км.

ХФ 2-го рода (см. рис. 5.2.4 *б*) быстро перемещаются, причем скорость перемещения теплого воздуха может превысить скорость самого фронта, из-за чего верхняя часть теплого воздуха обгоняет фронт и опускается. Теплый воздух, не дойдя до подстилающей поверхности (ПП), часто вытесняется вверх клином холодного воздуха. Летом благодаря этому образуется вал из Cu cong., Cb шириной до 50—60 км, а перед ним формируются Sc lent., Ac lent., Cc и др. Полосы (валы) Cu, Cb перед ХФ 2-го рода возникают и зимой, но в этих случаях их толщина ΔH не превышает 3—4 км. Однако и из столь «тонких» облаков часто выпадают ливневые осадки [9].

Особенностью ХФ 2-го рода является развитие нисходящих движений в средней тропосфере перед их ОС. Вблизи уровня перехода от $w>0$ к $w<0$ облака ХФ вытягиваются вперед, и осадки могут выпадать не позади фронта (как в случае ХФ 1-го рода), а перед ним. С ХФ связано также наличие на участке, отстоящем от фронта на 200—300 км, предфронтальной волны холодного влажнонеустойчивого воздуха, в которой происходит активная конвекция и образуются башенкообразные облака Sc cast. и Ac cast.

5.2.3.4. Облачные системы фронтов окклюзии (ОС ФО)

В ОС ФО (рис. 5.2.5) сочетаются многие черты ОС теплых и холодных фронтов. В процессе окклюдирования горизонтальные размеры и толщина фронтальной ОС увеличиваются, поскольку в это время усиливаются восходящие движения в ПСА. Около точки окклюзии иногда образуется мощная система нерасслоенных Ns—As—Cs, простирающаяся вплоть до тропопаузы. В нижней тропосфере фронтальная облачность смыкается с внутримассовыми Sc Ac. Если холодная ветвь ФО образована ХФ 2-го рода, то вместо по-

следних образуются Cu cong., Cb и выпадают ливневые осадки.

Со временем ОС ФО «закручивается» в циклоническом направлении.

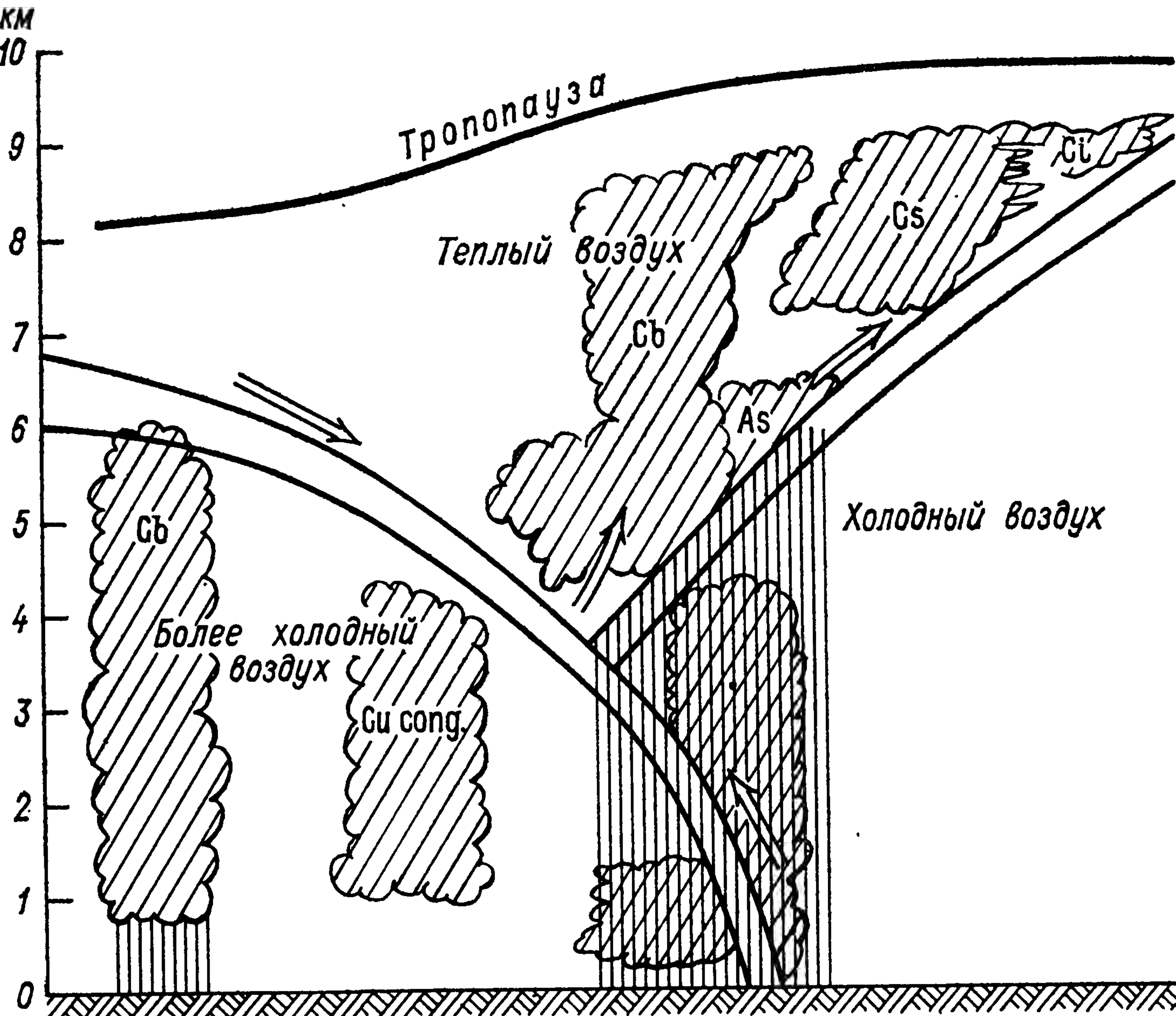


Рис. 5.2.5. Схема облачной системы фронта окклюзии по типу холодного фронта.

5.2.3.5. **Мезоструктура фронтальных ОС. Затопленная конвекция**

Параметрам фронтальных облаков и осадков присущи большая пространственная и временная изменчивость [9, 10 12]. Внутри фронтальной облачности почти всегда имеются полосовые образования и (или) округлые «очаги» (табл. 5.2.9). Интенсивность осадков и скорость вертикальных движений в полосах и очагах иногда на порядок выше, чем в окружающей облачности. Подобные неоднородности встречаются и в облаках, удаленных от фронта на 100 км и далее.

Наличие очаговых и полосовых образований обусловлено неоднородной структурой поля w внутри облаков, которая связана, в частности, с многомасштабностью затопленных

Таблица 5.2.9

Характерные значения пространственных и временных параметров мезоструктуры фронтальных облаков и осадков [9]

Параметр	Диапазон значений
Площадь, км^2	
полос	10^3—10^4
очагов	10^0—10^2
Расстояние, км	
между полосами	10^1—10^2
между очагами	10^0—10^2
Продолжительность существования, мин	
полос	10^1—10^3
очагов	10^0—10^2

в Ns, As конвективных ячеек. Мезонеоднородности могут порождаться в облаках различными видами ячейковой конвекции, короткими гравитационными волнами, а также в результате разрешения бароклинной неустойчивости фонового потока [9].

Пространственное расположение мезонеоднородностей в полях облаков и осадков может быть как хаотическим, так и регулярным. Хаотическое расположение чаще всего наблюдается на периферии фронтальных ОС, а регулярное — вблизи фронтальных разделов.

Основные черты мезомасштабной структуры полей вертикальных движений в циклонах видны на рис. 5.2.6.

Важнейшим мезомасштабным процессом, реализующимся во фронтальных ОС, является затопленная конвекция (см. в [9]). Она во многом определяет мезоструктуру полей вертикальных движений, а следовательно, и осадков. Конвекция в Ns, As является следствием слоистости (складчатости) полей температуры, влажности и других метеопараметров в надфронтальной части атмосферы, сопровождающейся формированием конвективно неустойчивых слоев (КНС). Реализации конвективной неустойчивости благоприятствуют крупномасштабные восходящие потоки, играющие роль спускового (триггерного) механизма. Особенно велика их роль в ОС ХФ, где значения $\bar{w}$ зачастую превышают 15—20 см/с.

Если над фронтом имеется несколько КНС, разнесенных друг относительно друга по вертикали и горизонтали, затопленная конвекция становится многослойной, а отдельные ячейки не обязательно располагаются друг над другом.

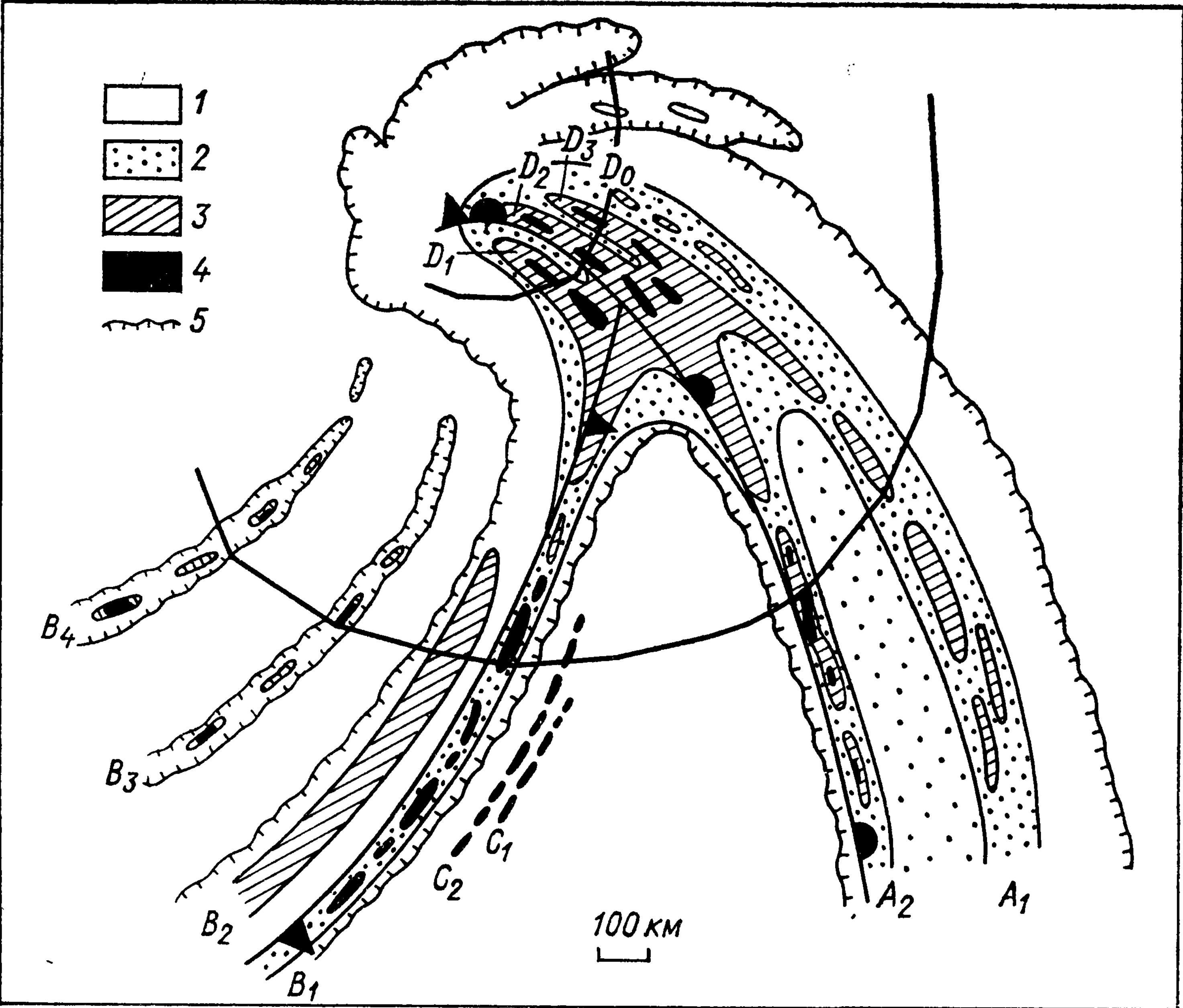


Рис. 5.2.6. Строение поля w в циклонах умеренных широт.

1) $w<1$ см/с, *2)* $w=5...20$ см/с, *3)* $w=20...40$ см/с, *4)* $w>40$ см/с, *5)* граница облачности (по Н. А. Безруковой и С. М. Шметеру).

Таблица 5.2.10

Характеристики Cu и Cb в умеренных широтах

Разновидность облаков	Высоты нижней границы, км	Толщина, км	Горизонтальные размеры	Фазовое состояние	Наибольшая продолжительность жизни	Наибольшая вертикальная скорость, м/с	Осадки
Cu fr	0,4—1,5	1	От десятков до сотен метров	Капельные	Несколько минут	1...2	Отсутствуют
Cu hum., Cu med.	0,4—1,5	0,5—2	От сотен метров до нескольких километров	Капельные	Десятки минут	3...5	Отсутствуют
Cu cong.	0,4—1,5	2—5	От 2—3 до 8—10 км	Капельные, небольшое количество кристаллов	То же	5...15	Слабый дождь, редко достигающий поверхности Земли
Cb	0,4—1,5	5—15	От нескольких километров до 100 км	Смешанные	От десятков минут до нескольких часов	≈50	Ливневые осадки, крупа, град

Расположенные в верхней части ФОС конвективные ячейки образуют так называемые «ячейки генерации», засевающие формирующимися внутри них ледяными кристаллами нижерасположенную часть ОС. В дальнейшем эти кристаллы вырастают в частицы осадков. Поскольку скорость горизонтального переноса ячеек генерации обычно не равна скорости перемещения засеваемой части ОС (из-за различия скорости ветра на разных уровнях), засеваемая область со временем расширяется. Горизонтальные размеры индивидуальных ячеек генерации редко превосходят несколько километров. Однако, если в засевающем слое возникают двумерные ячейки, конвекция может порождать и полосовые структуры.

5.2.4. Облака вертикального развития (Cu, Cb)

5.2.4.1. Основные характеристики Cu и Cb

Облака вертикального развития образуются, когда свободная (термическая) или вынужденная (динамическая) конвекция достигает уровня конденсации.

В сухом воздухе конвекция осуществляется в форме подъема отдельных порций воздуха — термиков. Они могут иметь следующую форму: а) изолированные приблизительно сферические конвективные «пузыри» с внутренней циркуляцией в виде кольцевых вихрей (вихрей Хилла); б) струеобразные вертикальные или наклонные (иногда вращающиеся) «столбы»; в) «султаны», передняя часть которых подобна конвективному пузырю, а задняя — струе.

Достигнув уровня конденсации, термики дают начало развитию конвективных облаков. Вначале образуются разорванные кучевые облака (Cu fr.), затем разные формы кучевых (Cu) облаков, а при мощной конвекции — кучево-дождевые облака (Cb)*. В порядке увеличения мощности кучевые облака подразделяются на плоские (Cu hum.), средние (Cu med.) и мощные (Cu cong.). Облака Cu hum. и Cu med. относятся к мелкой, а Cu cong. и Cb — к глубокой конвекции.

Облака мелкой конвекции иногда почти полностью располагаются внутри ПСА. Наоборот, облака глубокой конвекции пронизывают значительную часть тропосферы, а вершины наиболее мощных из них могут проникать в слой тропопаузы и даже пробивать ее.

В отличие от слоистообразных и волнистообразных облаков, разновидности которых образуются при специфических метеорологических условиях, отдельные формы Cu, Cb правильнее считать лишь различными стадиями развития облачной конвекции.

В умеренных широтах осадки, достигающие поверхности Земли, выпадают (причем редко) лишь из самых мощных Cu cong. Над тропическими океанами дождь выпадает не только из Cu cong., но довольно часто и из Cu med.

В табл. 5.2.10 приведены значения основных параметров Cu и Cb во внетропической зоне. В низких широтах для аналогичных форм облаков характерны большие значения мощности и вертикальной скорости. Уровень конденсации, а значит, и высота основания Cu, Cb расположены в тропиках в среднем на 0,5—1,0 км выше, чем в умеренных широтах.

5.2.4.2. Разновидности Cb

Если вершины Cu cong. достигают высоты, где $T = -6 \ldots -12\,°C$, они оледеневают и облако превращается в Cb. Оледенелая часть вершины Cb в наиболее типичных случаях имеет форму гигантской «наковальни» (*incus*), состоящей из перистых облаков. Иногда наковальня отсутствует или выражена слабо. Такие облака называются «лысыми» (*calvus*). Чаще всего лысыми являются растущие Cb.

Наиболее характерной особенностью Cb является выпадение из них ливневых осадков (иногда крупы или града). Громадные объемные электрические заряды, накапливаемые крупными Cb, могут приводить к грозовым явлениям.

Кучево-дождевые облака состоят из одной или нескольких (до пяти—восьми) конвективных ячеек — областей, занятых динамически взаимосвязанными восходящими и нисходящими мезомасштабными потоками.

Для образования Cb необходимы высокая влажность в ПСА, конвективная неустойчивость в средней тропосфере и наличие «спускового» механизма, с помощью которого происходил бы подъем влажного воздуха до уровня конденсации. Таким механизмом служит термическая и динамическая конвекция в ПСА. Как правило, Cb образуются, если в подоблачном слое имеется порождаемый интенсивной мезомасштабной конвергенцией обширный (до нескольких километров в поперечнике) восходящий поток с большими вертикальными скоростями.

Каждая из ячеек проходит стадии эволюции: «кучевую», зрелости и диссипации (распада) [18].

Кучевая стадия характеризуется восходящими движениями в большей части облака (ячейки). Полосы выпадения осадков, как правило, не достигают поверхности Земли. В стадии зрелости в облаке (ячейке) рядом с восходящим потоком формируется нисходящий, осадки достигают поверхности Земли. Для зрелых Cb (ячеек) характерны максимальные скорости восходящих и нисходящих потоков, равно как и максимальные мезофлуктуации в полях температуры, ветра, давления и других метеопараметров. Иногда наблюдаются градовые и (или) грозовые явления. В течение нескольких минут характерные особенности мезоструктуры полей метеорологических элементов внутри зрелых Cb почти не меняются, т. е. облако остается квазистационарным.

Заключительной стадией развития Cb является его диссипация, когда в большей части облака воздух опускается. Обычно менее чем за полчаса разрушается капельная часть Cb, а еще раньше ослабевают, а затем и прекращаются, осадки. Поскольку ледяные кристаллы оседают и испаряются гораздо медленнее капель, остатки наковален в форме перистых облаков Ci ing., Ci spiss. и др. могут существовать часами. Поэтому после разрушения Cb небосвод может быть покрыт разнообразными формами Ci.

В настоящее время часто Cb в зависимости от структуры радиоэха подразделяют на одноячейковые, мультиячейковые, суперячейковые и гибридные облака.

* Конвективное происхождение имеют также башенкообразные облака (Sc cast., Ac cast. и др.), некоторые перистые облака (Ci unc.) и многочисленные формы облаков ячейковой конвекции (Sc, Ac, Cc). Мы здесь рассматриваем лишь кучевообразные (Cu, Cb) конвективные облака.

Одноячейковые Cb состоят из одной конвективной ячейки, диаметр D_c которой равен примерно 10—15 км, а продолжительность жизни составляет до 30—40 мин. Обычно это ливневые облака, град из них выпадает редко и интенсивность его мала. Над югом СССР на долю этих облаков приходится лишь 20—30 % всех случаев с градом.

Суперячейковые Cb образуются преимущественно в тех случаях, когда в тропосфере (в том числе в подоблачном слое) существуют большие вертикальные градиенты скорости ветра.

Большие вертикальные скорости благоприятствуют интенсивному росту градин и поэтому с облаками, в которых зна-

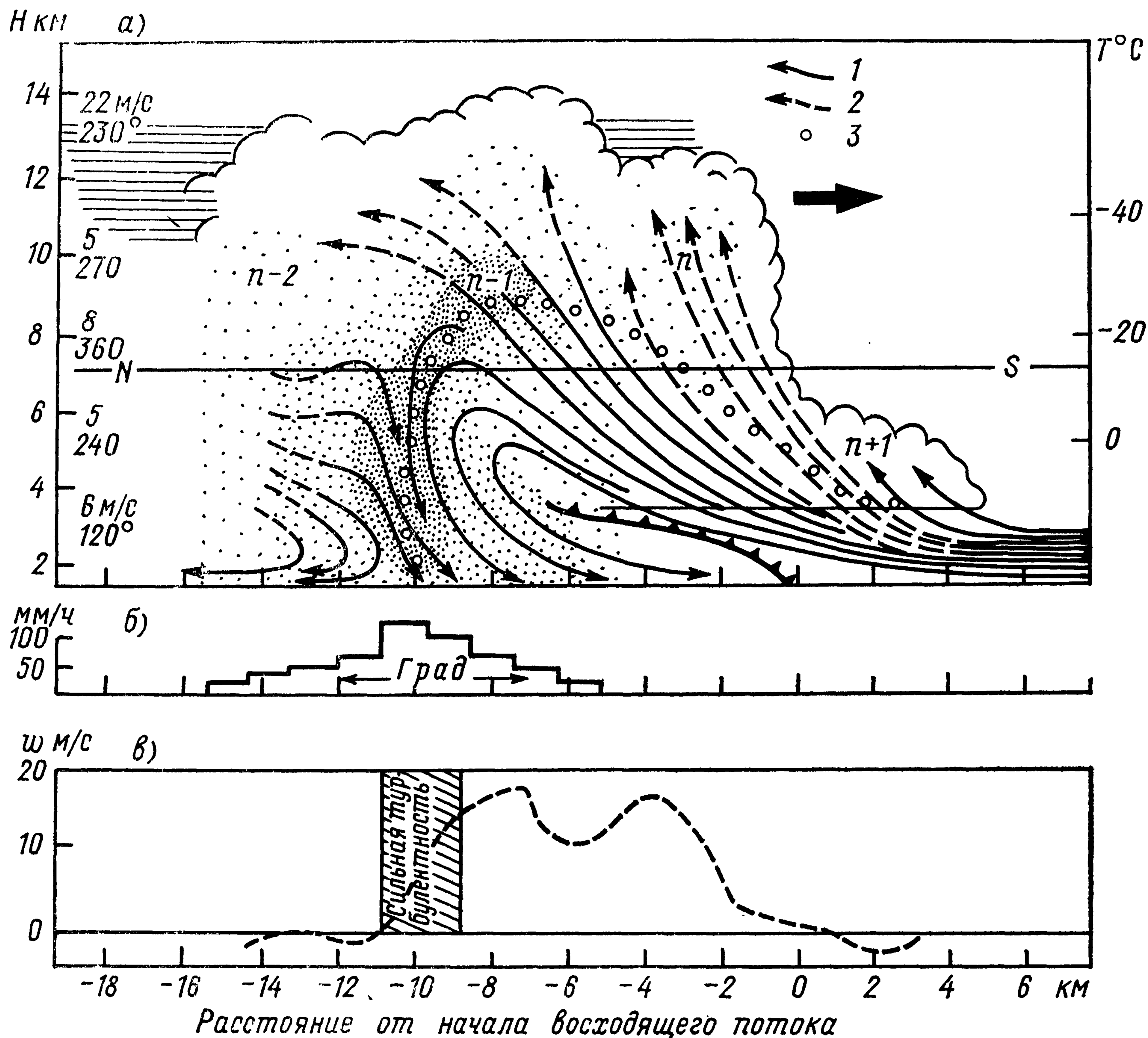


Рис. 5.2.7. Схема мультиячейкового Cb.

а — строение (по оси ординат отложены высота, относительная скорость и направление ветра (слева) и температура (справа)); *б* — суммарная интенсивность (мм/ч) дождя и града; *в* — вертикальная скорость w (м/с) вдоль линии NS, проведенной на рис. *а*; *1* — линии тока; *2* — линии тока на участках, расположенных под большим углом к плоскости рисунка; *3* — траектории градин.

Мультиячейковые Cb (рис. 5.2.7) обычно имеют форму Cb inc. Они содержат несколько (иногда до трех—пяти и даже более) ячеек и бывают как ливневыми, так и грозо-градовыми [15]. Продолжительность жизни мультиячейковых Cb достигает нескольких часов. С ними связаны большинство сильных ливневых осадков, градобитий и гроз.

Обычно Cb вначале возникает как одноячейковое облако, но вскоре на расстоянии 20—30 км от него появляются дочерние ячейки. Чаще всего они порождаются вынужденным подъемом воздуха перед перемещающейся нижней частью нисходящего конвективного потока. В северном полушарии образование ячеек в большинстве случаев происходит справа, а в южном — слева впереди по направлению перемещения первичной ячейки. Из-за этого видимый перенос («распространение») мультиячейковых Cb как целого отклоняется от направления среднего ветра в облачном слое.

Чем более развиты ячейки по вертикали, тем больше скорость их горизонтального переноса, поэтому первичная ячейка догоняет дочерние и иногда сливается с ними. Этот процесс сопровождается резким усилением осадков.

Чрезвычайно мощными и долгоживущими (до нескольких часов) являются суперячейковые Cb (рис. 5.2.8). Они состоят из одной квазистационарной конвективной ячейки, диаметр которой часто первышает 15 км. Она объединяет восходящий и нисходящий потоки. В отличие от мультиячейковых Cb, в которых индивидуальные конвективные ячейки довольно быстро меняют свои характеристики, в суперячейковых облаках они практически не меняются 10—15 мин или даже дольше.

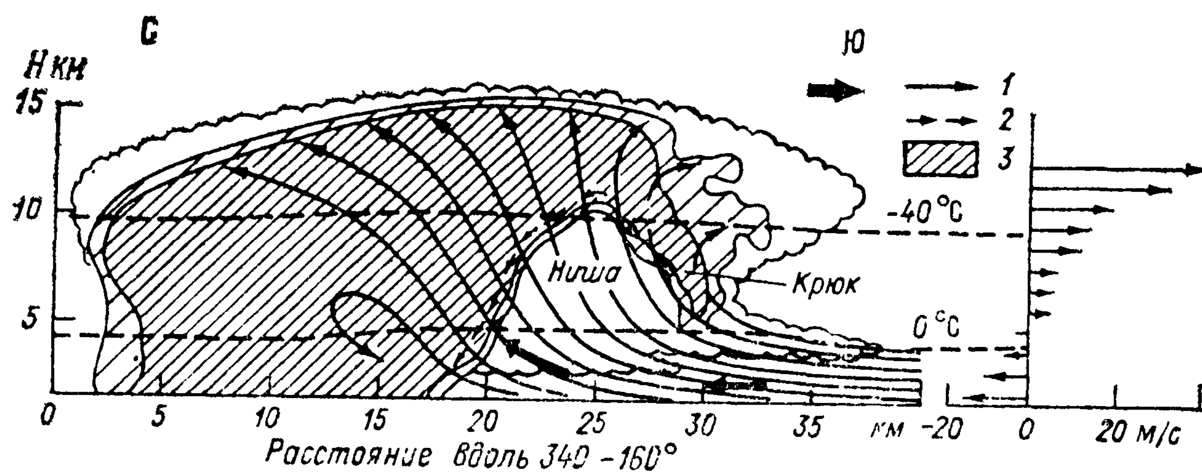


Рис. 5.2.8. Схема суперячейкового Cb (сечение в направлении перемещения облака).

1 — линии тока; *2* — траектории градин, *3* — наиболее интенсивное радиоэхо.

чения w велики, связаны многие катастрофические по последствиям градобития. Нисходящий поток формируется в средней тропосфере рядом с тыловой частью Cb, где отмечается низкая потенциальная температура воздуха. Скорость восходящих потоков (w) внутри суперячейковых облаков иногда превышает 50 м/с [15].

Отличительной особенностью радиоэха от суперячейковых Cb является наличие обширной внутриоблачной куполообразной «ниши» (свода), радиолокационное отражение от которой очень слабо. Свод расположен в зоне наиболее сильных восходящих движений, благодаря которым ледяные частицы в нем выносятся вверх, не успев вырасти до больших

размеров. Не могут они выпадать и сквозь него. С передней части свода вниз опускается «крюк» — область, в которой интенсивно растут ледяные частицы и градины.

Своеобразным типом Cb являются так называемые «гибридные» облака, которым одновременно присущи характеристики и мультиячейковых, и суперячейковых Cb. С первыми их роднит наличие в одном и том же облаке нескольких конвективных ячеек, а со вторыми — характерная именно для них форма радиоэха. В гибридном Cb одновременно может

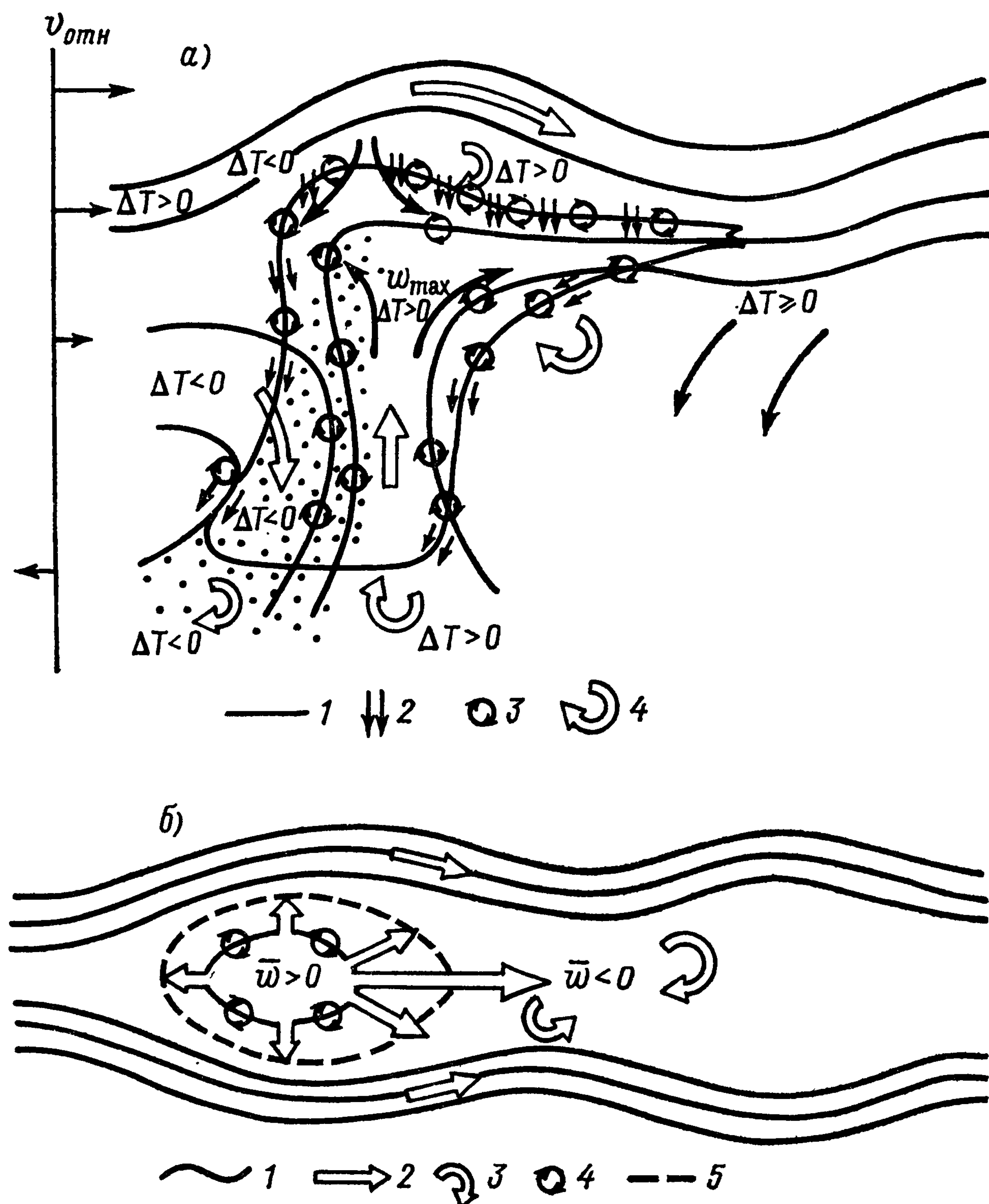


Рис. 5.2.9. Пространственная структура воздушных потоков и зон возмущений температуры в ячейке зрелого Cb по С. М. Шметеру.

а) вертикальное сечение: *1* — направление потока; *2* — нисходящие движения, инициированные потерями тепла на испарение облачных частиц; *3* — интенсивная мелкомасштабная турбулентность; *4* — зоны сильной болтанки вне Cb; точки — область осадков, *T* — возмущения температуры, w_{max} — участок с наибольшими восходящими скоростями; слева — вертикальный профиль скорости ветра относительно Cb;
б) горизонтальное сечение Cb: *1* — линии тока, *2* — направление внешнего потока, *3* — зона сильной болтанки, *4* — интенсивная мелкомасштабная турбулентность, *5* — граница области с $w>0$.

содержаться несколько суперячеек, причем ширина восходящих потоков в них больше, чем в суперячейковых облаках. По данным для США с гибридными Cb связаны наиболее интенсивные градобития.

Классификация Cb существенно осложняется тем, что облака в процессе их развития подчас «переходят» из одного класса в другой. Значительная изменчивость характеристик Cb связана и с влиянием региональных факторов. Однако большинству Cb все же присущи некоторые общие черты (рис. 5.2.9). На рис. 5.2.9 приведена схема строения зрелой ячейки, которую можно рассматривать и как модель одноячейкового (в том числе суперячейкового) Cb, и как составную часть («блок») мультиячейкового облака [14, 15]. Во втором случае фактическая структура полей физических параметров в облаке является результатом взаимного наложения таких полей в зонах отдельных ячеек.

При построении рис. 5.2.9 учитывалось, что Cb перемещаются по горизонтали как единое целое при любом вертикальном профиле ветра в атмосфере. Это означает, что скорость ветра внутри Cb не на всех высотах равна ее значению вне облака. Отклонения скорости ветра заметны вплоть до удаления от Cb на несколько километров, а около крупных облаков — даже на десятки километров. По модулю они достигают 15—20 м/с, а по направлению — 180° (рис. 5.2.10).

5.2.4.3 Поля конвективных облаков

Максимальный горизонтальный размер кучевого облака условно называют его диаметром D, максимальный вертикальный размер — его мощностью ΔH. Значения D и ΔH заметно изменяются в процессе жизни кучевого облака и подвержены, кроме того, большому суточному ходу. Относительные диаметры $\delta = D/\Delta H$ изменяются не столь значительно. С ростом ΔH значение δ уменьшается и облака вытягиваются по вертикали.

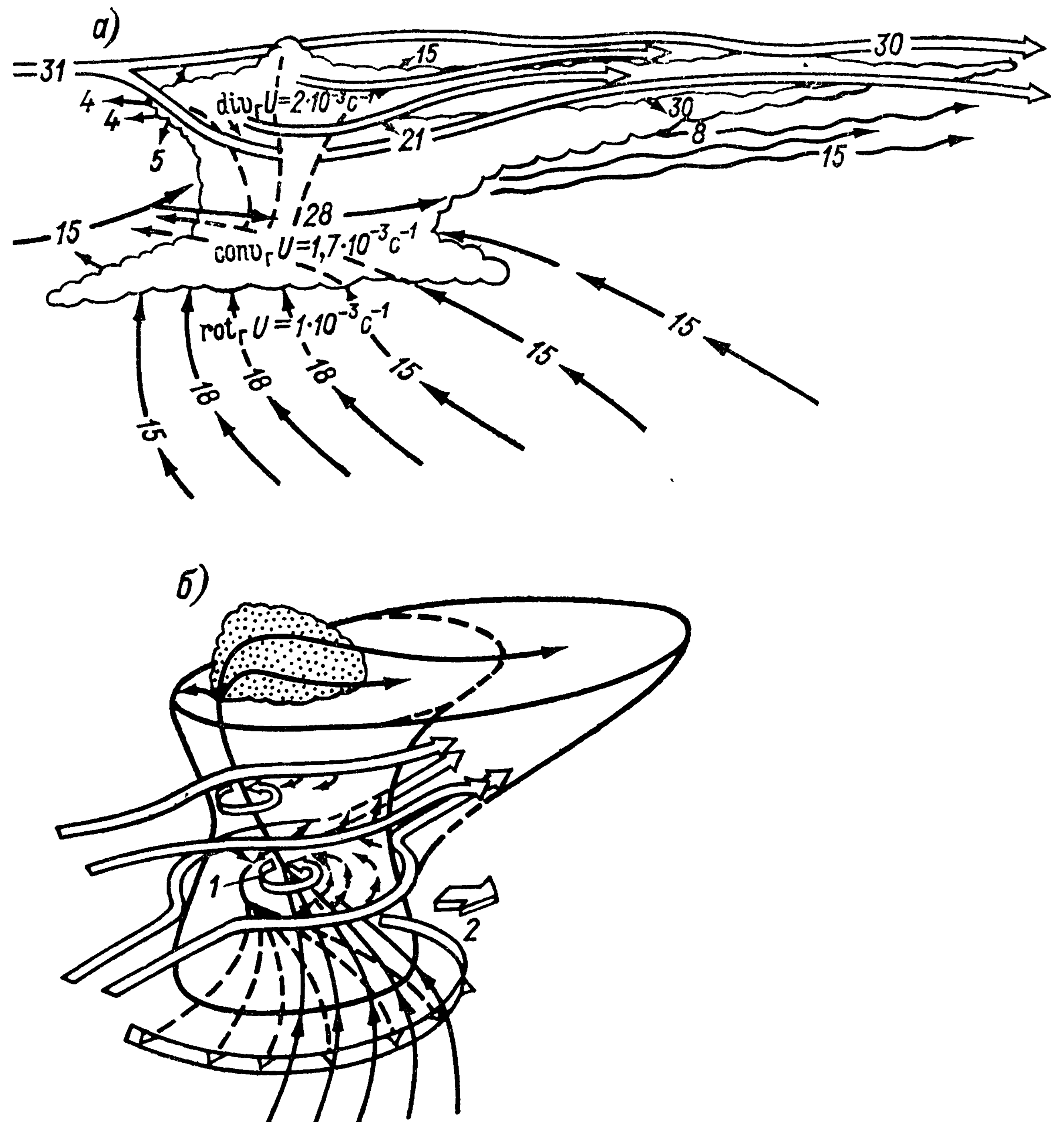


Рис. 5.2.10. Схема воздушных потоков в зоне Cb по Фундзита и Арнольду (*а*) и Фэнкхаузеру (*б*).

а) цифры — относительная скорость (м/с); *б)* *1* — направление вращения внешнего потока, *2* — линия шквалов.

Так, для Cu в районе Украины медианное значение $\delta(\delta_m)$ связано с ΔH соотношением [7]

$$\delta_m \approx 1{,}5\,\Delta H^{-1{,}1}. \qquad (5.2.1)$$

В 80 % случаев δ отклоняются от δ_m не более чем вдвое.

Горизонтальные размеры Cb составляют обычно десятки километров, но могут превышать 100 км. На фронтах Cb порой объединяются в сплошные валы протяженностью в несколько сотен километров.

В районе Москвы, Киева, Ленинграда площадь горизонтального сечения ливневых Cb в 80—90 % случаев не превосходит 70 км² [10]. В случае грозовых облаков она часто превышает 100 км².

Пространственная структура полей Cu

Поля Cu, Cb занимают площади 10^5—10^6 км² (масштаб b_α). Если P — степень покрытия небосвода облаками, выраженная в долях единицы, то по данным исследований на Украине [7] при мелкой конвекции плотность распределения $f(P)$ описывается соотношением

$$f(P) = 1{,}745\cdot10^3 P^{3{,}59}(1-P)^{9{,}23}. \qquad (5.2.2)$$

Плотность распределения имеет моду около $P = 0{,}3$ (3 балла), причем правая ветвь кривой $f(P)$ менее крутая, чем левая (рис. 5.2.11).

Наибольшую повторяемость имеют Cu с горизонтальными размерами $D = 300\ldots 1200$ м.

Кривую распределения Cu по размерам (диаметрам D) можно аппроксимировать логнормальным и бета-распределениями [7, 10] соответственно формулам

$$n(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma D} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2}\left(\ln\frac{D}{D_0}\right)^2\right], \qquad (5.2.3)$$

$$n(D) = 3{,}047 \cdot 10^{-3} D\left(1 - \frac{D}{3{,}75}\right)^{4{,}35}. \qquad (5.2.4)$$

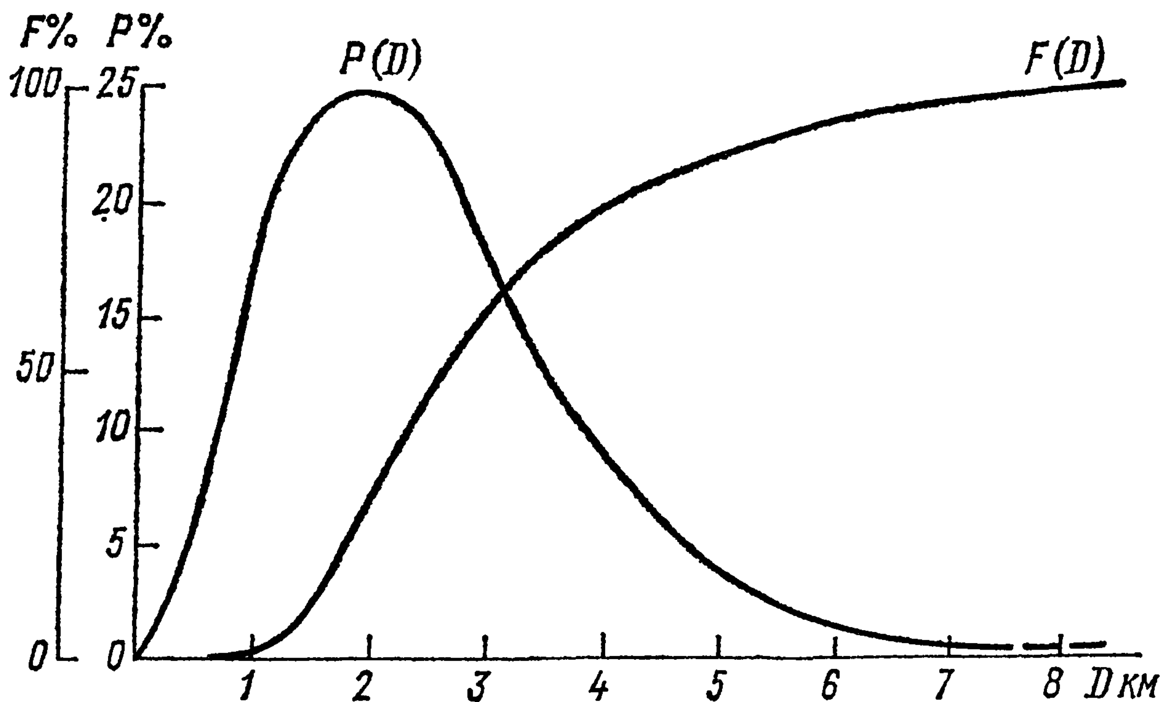


Рис. 5.2.11. Плотность распределения $P(D)$ и накопленная повторяемость $F(D)$ горизонтальных размеров вертикальных конвективных потоков в Cb.

В формуле (5.2.3) $\ln D_0 = \overline{\ln D}$, σ^2 — дисперсия величины $\ln D$, $\overline{D} = D_0 \exp(\sigma^2/2)$.

Если $0 \leqslant P \leqslant 0{,}9$, то для полей континентальных Cu

$$D_0 = 2{,}74P - 2P^2,$$
$$\sigma = 4{,}8P - 3{,}75P^2. \qquad (5.2.5)$$

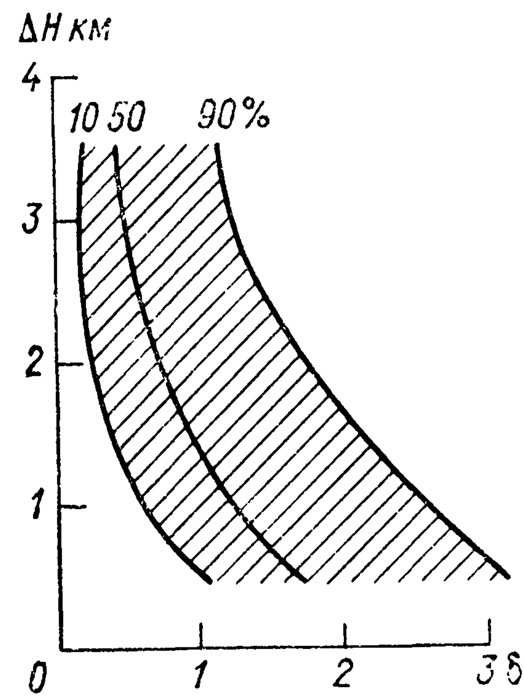


Рис. 5.2.12. Зависимость от толщины облака (ΔH) 10, 50 и 90 %-ных квантилей: $\delta = D/\Delta H$.

Для района ВЗК над Атлантическим океаном

$$D_0 = 2{,}65P - 2{,}37P^2,$$
$$\sigma = 3{,}7P - 2{,}8P^2. \qquad (5.2.6)$$

По формулам (5.2.3)—(5.2.4) плотность распределения D максимальна у значения $D_{\text{mod}} < \overline{D}$, по обе стороны от которого она (особенно резко по мере уменьшения D) спадает. При этом $D_{\text{mod}} \approx D_{\max}/3$, где $D_{\max}$ — максимальный диаметр Cu в «популяции». В среднем, чем больше D, тем больше и ΔH, но отношение $\Delta H/D$ не одинаково для разных разновидностей Cu. Для Cu hum. $\overline{\Delta H/D} \approx 0{,}6$; для Cu med.— 1,01; для Cu cong.— 1,54. Встречаются свечеобразные облака с $\Delta H/D \approx 4\ldots 5$.

В переходные сезоны $\overline{\delta} \approx 0{,}7$, а летом $\overline{\delta} \approx 0{,}9$, т. е. весной и осенью облака более плоские, чем летом. Высота основания облаков в течение дня увеличивается почти вдвое.

На рис. 5.2.12 показаны зависимости 10-, 50- и 90-процентных квантилей значений $\delta = D/\Delta H$ от толщины облаков над Украиной [7].

Суточные и годовые изменения статистических параметров полей Cu приведены в табл. 5.2.11—5.2.13 (см. в [10, 15]).

Частные максимумы общего количества Cu(N_T) наблюдаются в 9—10, 11—12 и 14—15 ч, а частные максимумы суммарного объема Cu (V_T)— в 10—11 и 13—15 ч. Такие особенности суточного хода N_T и V_T связаны с рзличием структуры утренних и вечерних облачных популяций. Утром все Cu распределены по небосводу довольно равномерно и локальные группы облаков редки. После полудня образуются группы Cu, причем количество облаков средних размеров

Таблица 5.2.11

Суточный ход средних характеристик полей кучевых облаков над Украиной

Параметр	Время суток, ч								Число случаев
	10—11	11—12	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	
$\overline{P}$ баллы	3,1	4,0	4,3	5,0	4,8	4,6	3,6	3,8	791
$\bar{\chi}$ (100 км)$^{-1}$	37	38	32	28	24	19	17	17	772
$\bar{\chi}_{\max}$ (100 км)$^{-1}$	78	91	62	76	78	39	36	35	
$\overline{D}$ км	0,86	0,99	1,07	1,29	1,37	1,56	1,42	1,55	629
$\overline{L}$ км	2,91	2,86	3,65	4,00	4,81	4,54	5,03	4,81	581
$\overline{H}_{\text{НГ}}$ км	1,18	1,35	1,51	1,57	1,65	1,70	1,88	1,95	710
$\overline{\Delta H}$ км	0,70	1,07	1,14	1,09	1,07	0,83	0,71	0,65	636
$\overline{(\Delta H/D)}$	0,61	0,84	1,01	1,08	1,16	0,96	0,68	0,76	499

Примечание. L — ширина межоблачных промежутков; Hнг — высота основания облака над поверхностью Земли; χ — линейная концентрация Cu, т. е. количество облаков, находящихся на пути длиной 100 км.

Таблица 5.2.12

Годовой ход параметров полей Cu над Украиной

Параметр	Месяц						Число случаев
	IV	V	VI	VII	VIII	IX	
$\overline{P}$ баллы	3,7	3,7	4,1	4,1	4,1	3,5	791
$\bar{\chi}$ (100 км)$^{-1}$	25	26	29	24	24	28	772
$\overline{D}$ км	0,54	1,09	1,20	1,41	1,37	1,22	629
$\overline{L}$ км	2,15	3,30	3,29	4,19	4,03	2,75	581
$\overline{H}_{\text{НГ}}$ км	1,42	1,62	1,63	1,77	1,77	1,76	710
$\overline{\Delta H}$ км	0,50	0,88	1,06	1,06	1,09	0,73	636

Таблица 5.2.13

Типичный суточный ход характеристик полей Cu над Флоридой (по Планку)

Время, ч	$\overline{H}_{\text{НГ}}$ м	$D_{\text{э min}}$ м	$D_{\text{э max}}$ м	N_T	S_T	V_T км³	$D_{\max}$ км
8—9	670	15	810	634	0,062	0,94	1,45
9—10	700	15	1130	642	0,180	4,44	1,45
10—11	820	15	2090	407	0,262	13,29	2,74
11—12	910	25	2090	473	0,309	12,79	4,83
12—13	1110	25	2580	439	0,349	19,41	4,18
13—14	1100	30	3380	198	0,477	43,08	6,78
14—15	1250	45	3860	258	0,309	42,50	8,38
15—16	1370	60	4020	235	0,185	16,12	4,99
16—17	1400	45	2660	170	0,072	5,28	3,54

Примечание. $D_{\text{э min}}$ и $D_{\text{э max}}$ — минимальный и максимальный эквивалентные диаметры облаков, (эквивалентный диаметр $D_{\text{э}}$ равен диаметру равновеликого круга с площадью основания Cu), $D_{\max}$ — максимальный диаметр групп облаков, S_T — общее покрытие небосвода, N_T и V_T — количество и суммарный объем облаков на площади 100 км² (при расчетах предполагалось, что индивидуальные облака являются параболоидами вращения:

$$V_i = \frac{\pi D_i^2}{8}\,\Delta H; \qquad \left(V_T = \sum_i V_i\right).$$

Таблица 5.2.14

Характеристики групп Cu над Украиной [7]

Дата	Время измерений, ч мин	Число групп на площади 2500 км²	Диаметр, км			Среднее расстояние, км	
			групп	центрального облака	мелких облаков	между группами	между облаками внутри групп
8 июля 1973 г.	11 00—15 00	26	2,6	1,0	0,25	10	0,28
9 июля 1973 г.	11 00—13 00	68	3,0	1,3	0,25	3,5	0,28
13 июля 1973 г.	13 30—14 30	20	2,7	1,7	0,24	9,0	0,21
20 июля 1973 г.	10 45—12 00	31	2,0	1,0	0,19	5,7	0,17
5 июня 1974 г.	14 00—15 00	7	2,7	1,5	0,25	8,7	0,24
30 июля 1974 г.	13 00—15 00	17	2,7	1,7	0,40	6,7	0,64

становится меньше, чем утром. Суммарный объем облаков V_T утром и днем в основном определяется облаками средних размеров, а вечером — наиболее крупными Cu [15].

Увеличение относительного числа крупных облаков во второй половине дня в основном вызывается объединением облаков как из-за динамического взаимодействия соседних Cu, так и благодаря расширению смежных облаков навстречу друг другу.

Изменения характерных параметров облаков и облачных полей в течение года показаны в табл. 5.2.12.

Мезомасштабные скопления кучевообразных облаков

Размеры возникающих после полудня локальных скоплений — групп Cu составляют от нескольких километров до сотен километров (масштаб $b_\gamma — b_\beta$). Наиболее велики они в тропиках. Основные параметры групп Cu(Cb) над Украиной, которые, по-видимому, типичны для умеренных широт в послеполуденное время, приведены в табл. 5.2.14. Каждая группа, как правило, содержит центральное, наиболее крупное, облако, вокруг которого располагаются более мелкие Cu.

Наряду с «мелкими» группами Cu, и в умеренных широтах и в тропиках наблюдаются крупные мезомасштабные (масштаб b_α) конвективные системы (МКС), занимающие площади порядка $10^4 — 10^5$ км². К МКС в тропиках относятся наиболее крупные из так называемых облачных кластеров и с ними связаны наиболее интенсивные осадки. Этот вывод правилен и для умереных широт. Так, в центральной части США на их долю приходится от 50 до 60 % общей суммы осадков (см. в [15]). Для других регионов статистических оценок еще нет, но, например, над Англией с МКС также связаны осадки чрезвычайно большой интенсивности и продолжительности. Индивидуальные МКС умеренных широт часто существуют более 15 ч, что на порядок больше времени жизни отдельных Cb.

МКС обычно возникают над участками, где происходит упорядоченный подъем воздуха, обусловленный мезомасштабной конвергенцией ветра. Такая ситуация может возникать и при внутримассовых процессах, и в зоне атмосферных фронтов.

Как и в случае индивидуальных Cb, под МКС происходит локальный рост давления, иногда достигающий у поверхности Земли нескольких гектопаскалей, т. е. образуется мезоантициклон (см. в [15]). Вынужденная конвекция, развивающаяся перед МКС из-за продвижения передней части грозового антициклона, играет важную роль в самоподдержании МКС.

Мезомасштабные облачные скопления (кластеры) в экваториально-тропическом поясе

Для тропиков типично наличие мезомасштабных облачных скоплений — так называемых кластеров, в образовании которых важную роль играют не только конвективные процессы, но и динамические возмущения в тропической атмосфере [13].

Размеры кластеров составляют от десятков до нескольких сотен километров, а время их жизни колеблется от десятков минут до нескольких суток. В табл. 5.2.15 приведена продолжительность жизни кластеров над Индийским океаном. Аналогичные значения характерны и для кластеров над Атлантикой.

Общепринятая типизация кластеров пока отсутствует. Различают облачные скопления в форме квазидвумерных линий шквалов, ленточные и полосовые кластеры, кластеры с замкнутой круговой циркуляцией. Иногда кластеры подразделяют на аморфные (бесформенные), линейные (удлиненные), квазикруговые и вихреобразные (см. в [15]). Каждая из форм кластеров развивается при определенных макромасштабных ситуациях.

Таблица 5.2.15

Повторяемость (%) продолжительности жизни кластеров над Индийским океаном (по Гамильтону)

Продолжительность существования, сут								Общее число кластеров
1	2	3	4	5	6	7	8	
54,2	23,4	10,4	5,9	2,4	1,3	1,1	1,3	1328

Повторяемости кластеров различных типов и размеров над Индийским океаном (по Гамильтону) приведены в табл. 5.2.16.

Таблица 5.2.16

Повторяемость (%) различных размеров и форм облачных кластеров над Индийским океаном

Размер	Форма				
	аморфная	линейная	квазикруговая	вихреобразная	Число случаев
Малый	75,5	14,2	10,1	0,2	2087
Средний	29,0	39,9	24,2	6,9	396
Большой	67,4	25,3	6,1	1,2	83
Очень большой	84,0	16,0	—	—	25

Примечание. К малым, средним, большим и очень большим кластерам отнесены скопления, занимающие площадь $(1\ldots 4)\cdot 10^4$; $(5\ldots 8)\cdot 10^4$, $(9\ldots 11)\cdot 10^4$ и $>11\cdot 10^4$ км² соответственно.

В стадии возникновения кластеры часто состоят из компактной группы изолированных облаков глубокой конвекции. В дальнейшем эти облака зачастую смыкаются, и формируется единое облачное образование с вершиной в форме гигантской наковальни, вытянутой вдоль вектора сдвига ветра. В ее тылу сосредотачиваются Cu cong., Cb, тогда как передний сектор состоит из Ns—As—Cs. Толщина такого облачного образования может превышать 10 км, а по горизонтали оно вытягивается на сотни километров. Из переднего сектора выпадают осадки обложного типа с максимальной интенсивностью I_{max} до 10 мм/ч, что на порядок больше интенсивности фронтальных осадков в умеренных широтах. Интенсивные ливневые осадки выпадают из той части системы, где расположены Cb. Типичны $I_{max} \approx 10\ldots 100$ мм/ч.

Регулярная конвекция

Довольно типичны поля Cu, имеющие регулярную пространственную структуру. Так, в верхней части ПСА над океанами и сильно увлажненными частями суши наблюдаются обширные поля мезомасштабных ячейковых облаков (МЯО), порождаемых ячейковой конвекцией (см. в [5]). Го-

ризонтальные размеры ячеек равны 10—100 км*, а степень их сплюснутости $D/\Delta H \approx 30$, что на порядок больше, чем у классических бенаровских ячеек.

Поля МЯО состоят из открытых (с нисходящим потоком в центре) или закрытых (с восходящим потоком в центре) ячеек. Между полями открытых и закрытых ячеек часто наблюдаются «радиальные» ячейки, образующие лучи своеобразных облачных звездочек.

Как видно на рис. 5.2.13, в северном полушарии МЯО в основном располагаются либо над теплыми океанскими течениями у восточных берегов континентов, либо над холодными течениями к западу от континентов. В каждом из этих районов могут наблюдаться открытые и закрытые ячейки, а также сочетание тех и других. Открытые ячейки более типичны над теплыми океаническими участками, а закрытые — над холодными.

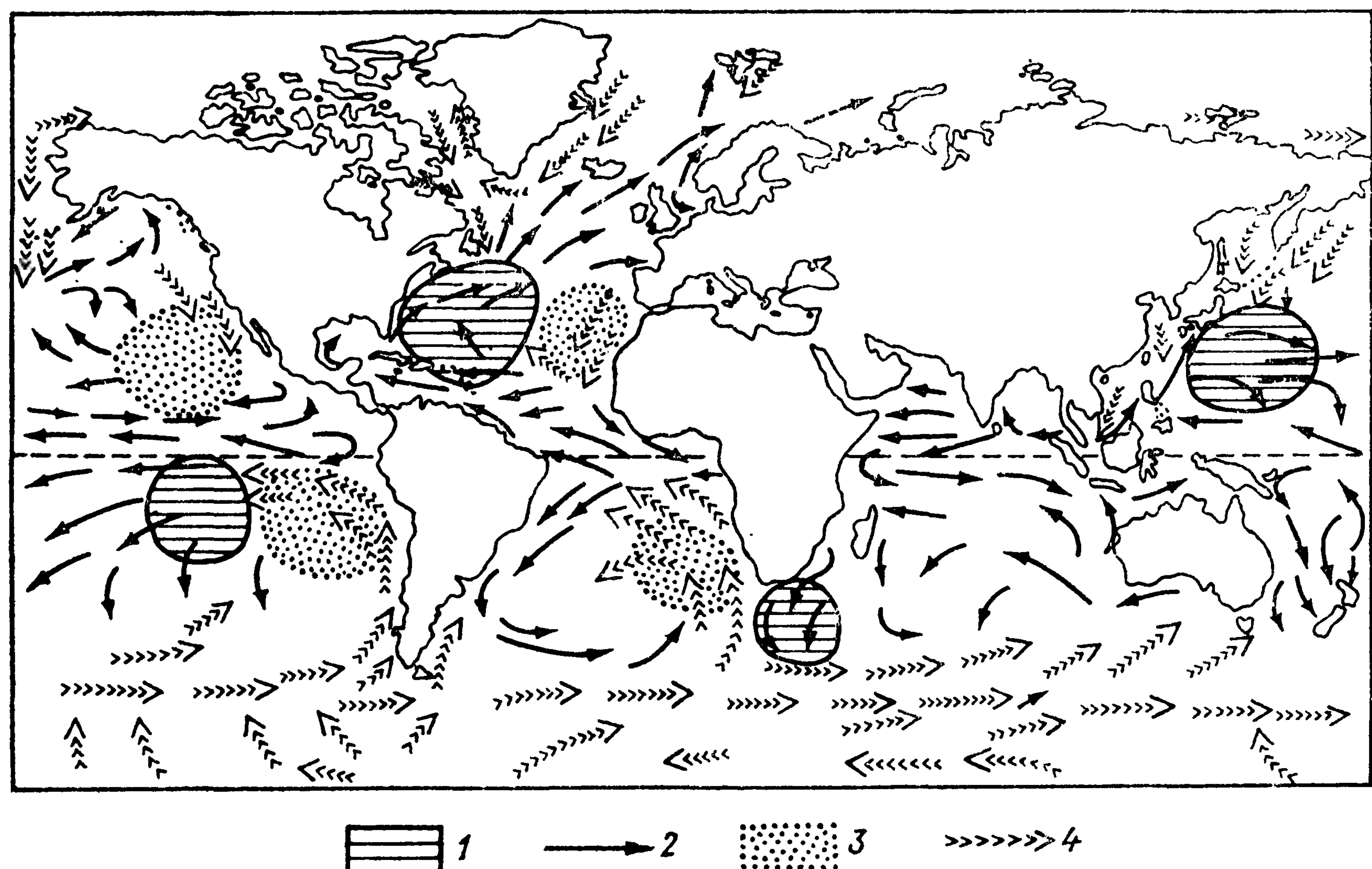


Рис. 5.2.13. Преимущественное расположение мезомасштабных конвективных образований над океанами.

1 — открытые ячейки, *2* — перенос тепла, *3* — закрытые ячейки, *4* — перенос холода.

Довольно часто обширные поля открытых гексагональных конвективных ячеек наблюдаются и вдали от берегов, что, по-видимому, обусловлено постепенным (на протяжении нескольких дней) крупномасштабным подъемом влажного воздуха.

При больших вертикальных градиентах скорости ветра на месте полигональных («трехмерных») ячеек возникают «двумерные ячейки» — полосы чередующихся участков с восходящими и нисходящими потоками. Внутри полос происходит геликальная (спиральная) циркуляция вокруг их продольных осей, причем направление вращения в смежных грядах противоположно.

При двумерной конвекции образуются гряды облаков («облачные улицы»), состоящие из отдельных облаков или их групп, вытянутых в линии (см. в [9, 15]). Площадь областей, занятых облачными улицами, достигает 10^4 км². Длина облачных улиц колеблется от 20 до 500 км, ширина — от 5 до 10 км, а расстояние между смежными грядами — от 2 до 8 км. Согласно результатам исследований над Англией, с увеличением высоты верхней границы конвективного слоя расстояние между смежными грядами (Δl) тоже возрастает. Отношение ширины облачных полос к их толщине в разных случаях колеблется от 2 до 4. Средняя толщина конвективного слоя $\overline{\Delta H} \approx 1{,}5 \ldots 2{,}6$ км, т. е. двумерная конвекция является мелкой. Облачные улицы чаще всего локализуются в слоях с $|\partial u/\partial z| \approx 10^{-3} \ldots 10^{-2}$ с$^{-1}$, $|\partial^2 u/\partial z^2| \approx 10^{-6} \ldots$ $\ldots 10^{-5}$ м$^{-1}$ с$^{-1}$, $|\partial T/\partial z| \approx 0{,}9 \ldots 1{,}0$ °С/100 м. Формирование гряд облаков обычно завершается через 10—30 мин после появления первых облаков.

Гряды располагаются приблизительно параллельно вектору скорости ветра, т. е. являются продольными. Если направление ветра внутри конвективного слоя сильно меняется с высотой, облачные гряды вытягиваются в направлении градиента скорости ветра (поперечные гряды). Когда в атмосфере есть несколько конвективных слоев с неодинаковыми вертикальными профилями ветра, продольные и поперечные гряды могут наблюдаться одновременно.

* Исследования полей МЯО с использованием аэрофотосъемки показали, что встречаются и ячейки, диаметр D которых составляет 1—2 км.

5.2.5. Вертикальная структура облаков различных форм

О среднем количестве облаков на разных высотах в разные сезоны для различных районов СССР можно судить по рис. 5.2.14, построенному по данным самолетного зондирования облаков [5, 10]. Для многих практических задач требуются данные о суммарной толщине облаков ниже того или иного фиксированного уровня. Эти и другие данные можно найти в [5].

Над СССР без учета облаков верхнего яруса облачность в 40—50 % случаев однослойная, примерно в 30 % случаев двуслойная и более чем в 20 % случаев трех- и четырехслойная (табл. 5.2.17).

Таблица 5.2.17

Повторяемость (%) различного числа облачных слоев (при наличии облачности) над разными районами СССР [5, 10]

Пункт зондирования	Число слоев								Число подъемов
	1	2	3	4	5	6	7	8	
				Зима					
Архангельск	52	36	10	2	(.)	0	0	0	367
Москва	40	36	17	5	1	(.)	(.)	0	729
Ростов-на-Дону	42	32	16	7	2	1	(.)	0	412
Львов	38	41	16	4	1	0	0	0	289
Свердловск	34	36	19	7	3	1	(.)	0	347
Алма-Ата	62	29	8	2	0	0	0	0	230
Красноярск	35	31	22	11	1	(.)	0	0	297
Хабаровск	77	18	5	0	0	0	0	0	44
В среднем по территории СССР	51	32	13	4	1	(.)	(.)	0	8126
				Лето					
Архангельск	30	38	22	7	2	(.)	(.)	0	329
Москва	41	30	17	7	4	1	(.)	0	653
Ростов-на-Дону	32	29	14	10	6	2	(.)	0	153
Львов	30	30	26	10	3	1	0	0	203
Свердловск	33	32	16	10	4	4	1	0	361
Алма-Ата	72	21	6	0	1	0	0	0	98
Красноярск	20	24	26	18	9	2	(.)	1	313
Хабаровск	47	24	20	7	2	0	0	0	107
В среднем по территории СССР	44	30	16	7	3	(.)	(.)	(.)	

Примечание. Знак (·) соответствует повторяемости менее 1 %.

Материалы регулярного самолетного зондирования атмосферы в 31 пункте СССР в 1957—1963 гг. позволили детально исследовать высоты и температуру на границах обла-

Таблица 5.2.18

Распределение пунктов самолетного зондирования по восьми регионам

Регион							
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
Архангельск Ленинград Рига Минск	Москва Волгоград Казань Куйбышев	Киев Мин. Воды Краснодар Ростов-на-Дону Одесса Львов Харьков	Баку Ереван Тбилиси	Свердловск Омск Новосибирск Актюбинск	Иркутск Чита Якутск Красноярск	Хабаровск Владивосток	Ашхабад Ташкент Алма-Ата

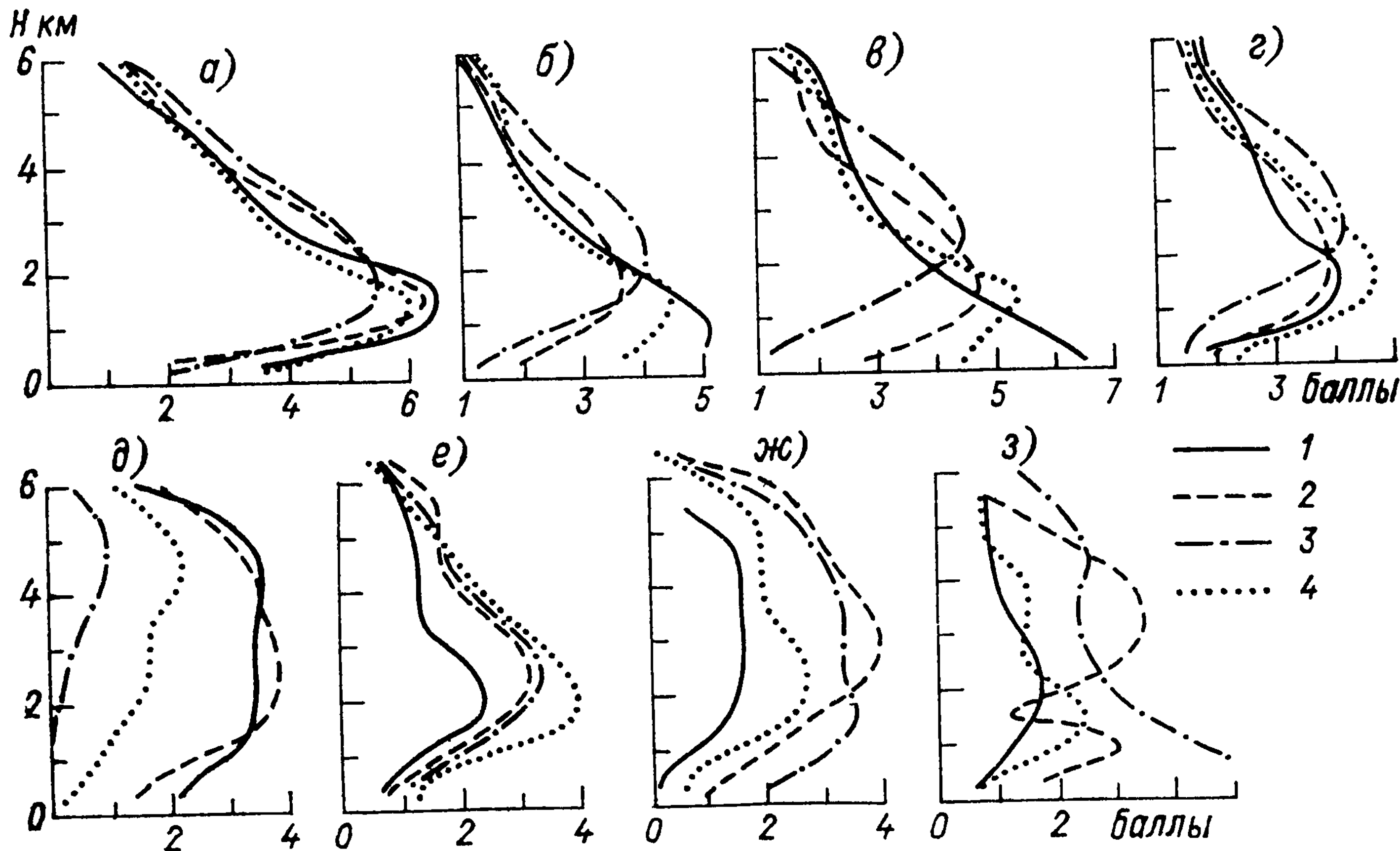


Рис. 5.2.14. Сезонный ход вертикального распределения среднего количества облаков (по [5]).

1 — зима, *2* — весна, *3* — лето, *4* — осень; *а* — Архангельск, *б* — Москва, *в* — Харьков, *г* — Новосибирск, *д* — Ташкент, *е* — Хабаровск, *ж* — Якутск, *з* — Владивосток.

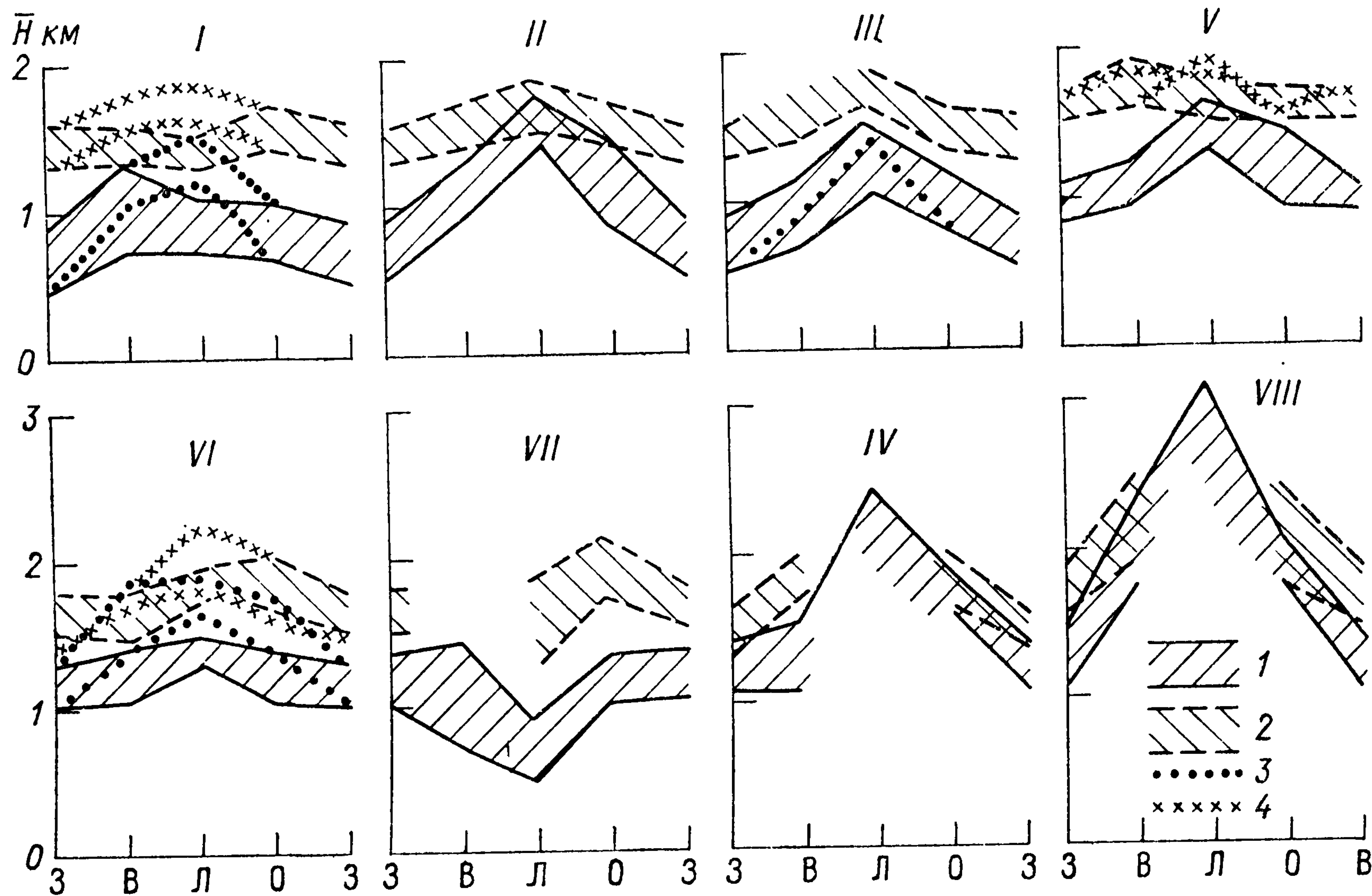


Рис. 5.2.15. Сезонный ход 50 %-ной квантили высоты нижней и верхней границ St, Sc в различных регионах СССР (номера их указаны римскими цифрами).

1 — первый облачный слой, *2* — второй облачный слой; в регионах I, V и VI днем облака в среднем несколько поднимаются, при этом *3* — границы первого слоя, *4* — границы второго слоя.

ков [5, 10]. В [10] все пункты пронумерованы по восьми регионам в соответствии с табл. 5.2.18. Всего на пунктах самолетного зондирования атмосферы прозондировано свыше 80 тыс. облачных слоев.

5.2.5.1. Облака нижнего яруса

По определению, к облакам нижнего яруса в умеренных широтах относятся облака слоистых форм с $H_{\text{нг}} < 2$ км. В тропиках к ним относят облака с $H_{\text{нг}} < 3$ км. Характерные (медианные) значения $H_{\text{нг}}$ и $H_{\text{вг}}$ для облаков типа St, Sc для упомянутых выше восьми зон и их сезонный ход показаны на рис. 5.2.15. В некоторых зонах (VII, IV, VIII) в определенные сезоны облака St, Sc столь редки, что данные о них в [10] не приводятся и рис. 5.2.15 остается недостроенным. Днем, особенно в летний период, в I, III, VI регионах значения $H_{\text{нг}}$ и $H_{\text{вг}}$ несколько возрастают; медианные значения увеличиваются на 0,3—0,5 км. Несколько возрастает и высота 2-го от поверхности Земли слоя облаков.

Многочисленные материалы самолетного зондирования на Украине за 1950—1964 гг. [10] позволили рассмотреть отдельно облака St и Sc. Среднее значение $\overline{H}_{\text{нг}}$ для St равно $\approx 0{,}4$ км и незначительно колеблется в течение года. Внутримесячные стандартные отклонения σ_H составляют 0,1—0,2 км. Sc располагаются на Украине заметно выше. Значение $\overline{H}_{\text{нг}}$ изменяется примерно от 1,0 км в феврале до 1,3 км в сентябре, а σ_H возрастает до 0,4—0,5 км. Значение $\overline{H}_{\text{нг}}$ для Ns в целом не очень сильно отличается от значений для St, Sc, и мы их здесь не приводим.

Рисунок 5.2.15 дает представление о характерных значениях высоты и толщины облаков типа St, Sc. Напомним, что средние значения несколько выше приведенных на этих рисунках медианных значений. Значение $H_{\text{вг}}$ для Ns колеблется в различных регионах в пределах 2,5—3,5 км. Облака Ns могут состоять из нескольких слоев и достигать больших высот, включая в свою систему облака As и Cs.

5.2.5.2. Облака среднего яруса

К облакам среднего яруса Ac и As в умеренных широтах относятся слоистообразные облака с $H_{НГ}$ от 2 до 6 км. Значения $H_{НГ}$ и $H_{ВГ}$ для Ac и As меньше зависят от того,

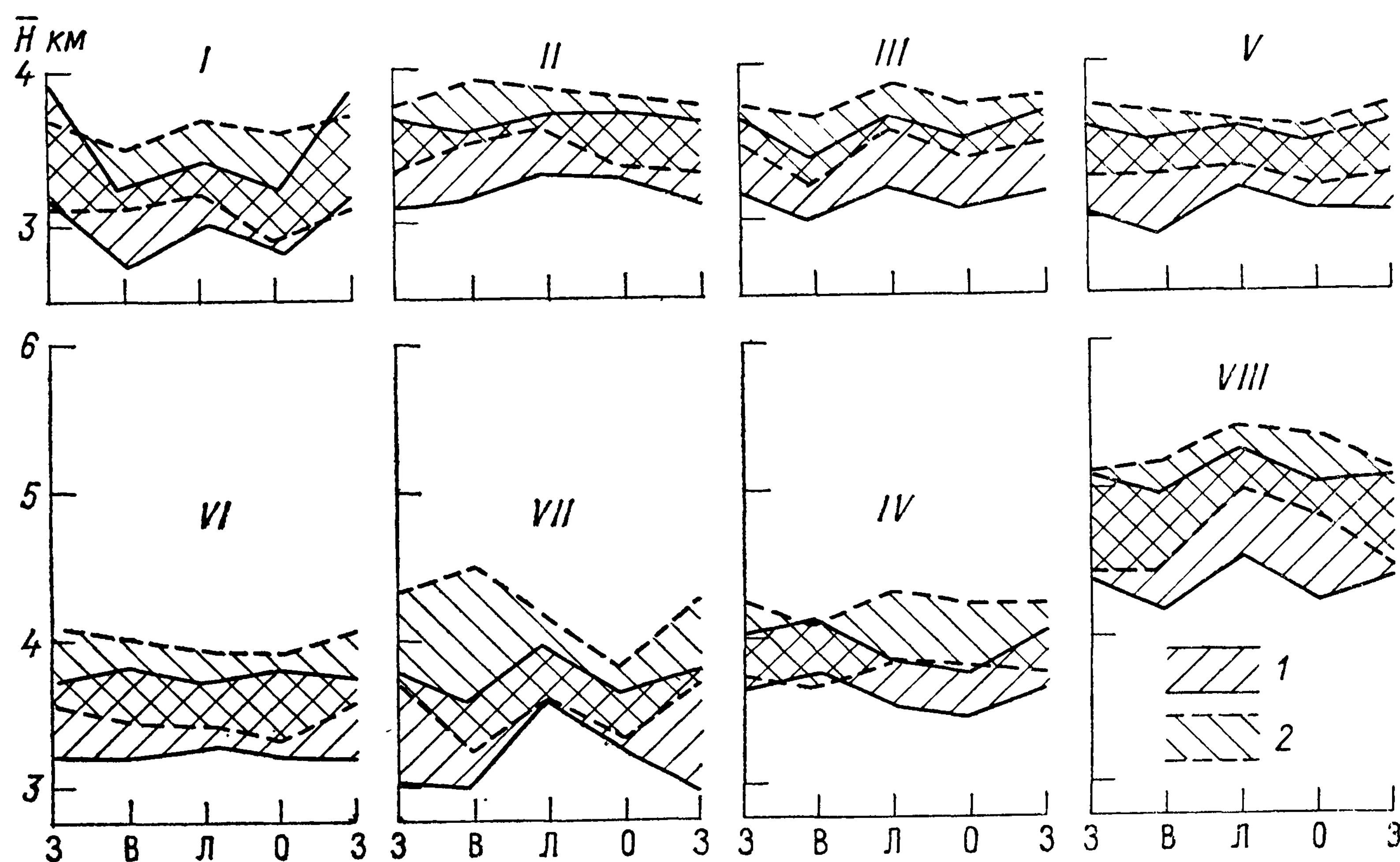


Рис. 5.2.16. Сезонный ход 50 %-ной квантили высоты нижней и верхней границ Ac, As в различных регионах СССР (номера их указаны римскими цифрами).

1 — первый облачный слой, 2 — второй облачный слой.

какой это облачный слой — первый или второй от поверхности Земли. Тем не менее отмечается некоторое увеличение высоты границ 2-го слоя (рис. 5.2.16).

5.2.5.3. Облака верхнего яруса

Наиболее достоверные сведения о высоте и толщине облаков верхнего яруса получены на основе анализа многочисленных анкет, составленных гражданскими и военными пилотами. По их данным были построены кривые повторяемости высоты облачных границ и толщины облаков, представленные на рис. 5.2.17—5.2.19 [2, 4, 10]. В [10] предложена

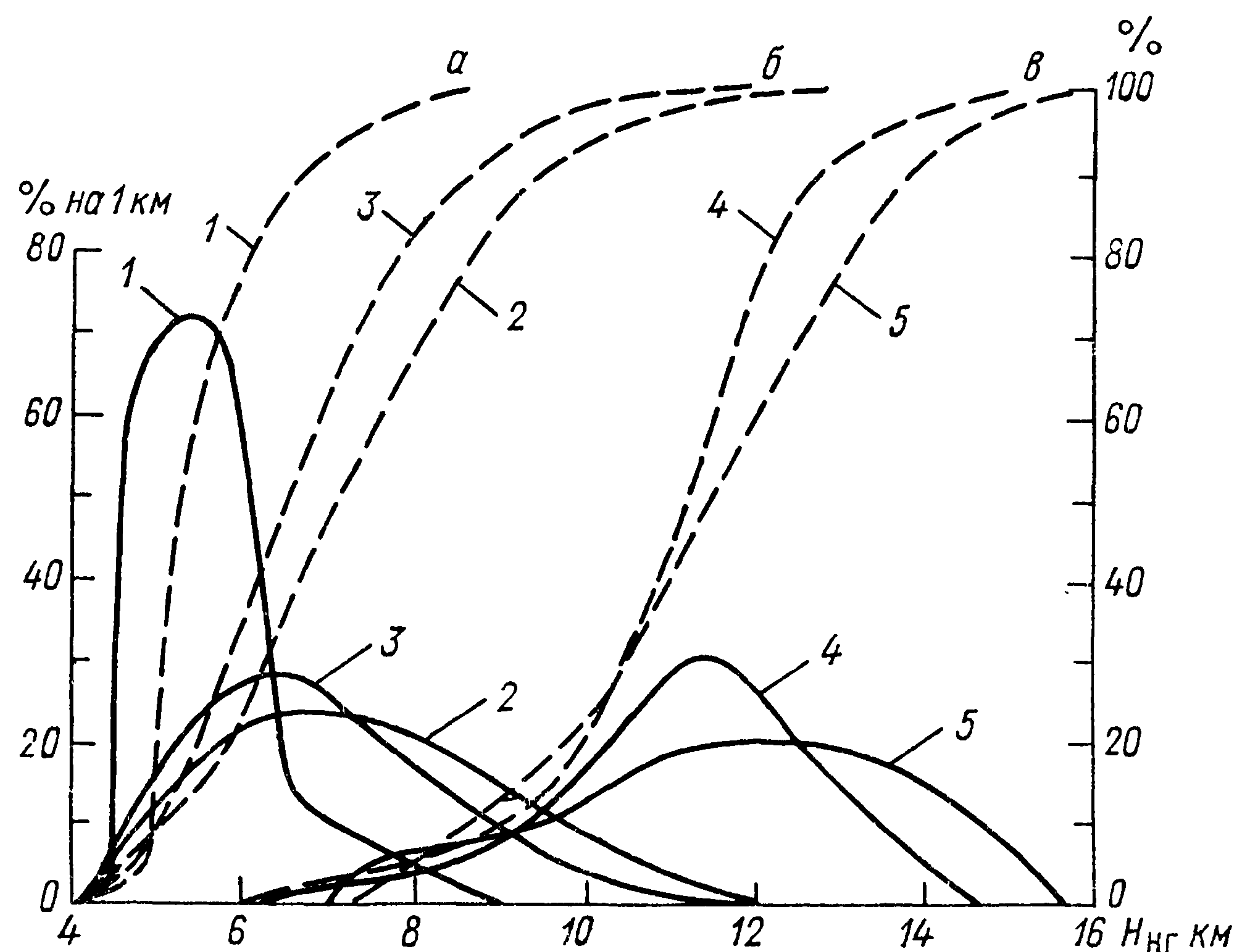


Рис. 5.2.17. Плотность (сплошные кривые) и накопленная повторяемость (штриховые кривые) высоты нижней границы ($H_{НГ}$) облаков верхнего яруса в разных географических районах.

а — высокие широты, *б* — средние широты, *в* — низкие широты; *1* — море Лаптевых (44 измерения), *2* — европейская часть СССР (ЕЧС) (6900 измерений), *3* — ЕЧС (3012 измерений), *4* — Индия (435 измерений), *5* — экваториальная часть Юго-Восточной Азии (278 измерений).

также эмпирическая модель строения облаков верхнего яруса, включающая простые аппроксимации накопленных кривых повторяемости F (%) высоты границ облаков и их толщины. Полученные соотношения имеют вид полиномов, степени не выше второй, и могут использоваться в определенных диапазонах высот:

при $z = 5 \ldots 9$ км

$$F(H_{НГ}) = -90 + 20 H_{НГ}, \qquad (5.2.7)$$

при $z = 7 \ldots 9$ км

$$F(H_{ВГ}) = -143 + 21 H_{ВГ}, \qquad (5.2.8)$$

при $z = 0 \ldots 5$ км

$$F(\Delta H) = 36{,}5\,\Delta H - 3{,}5\,(\Delta H)^2. \qquad (5.2.9)$$

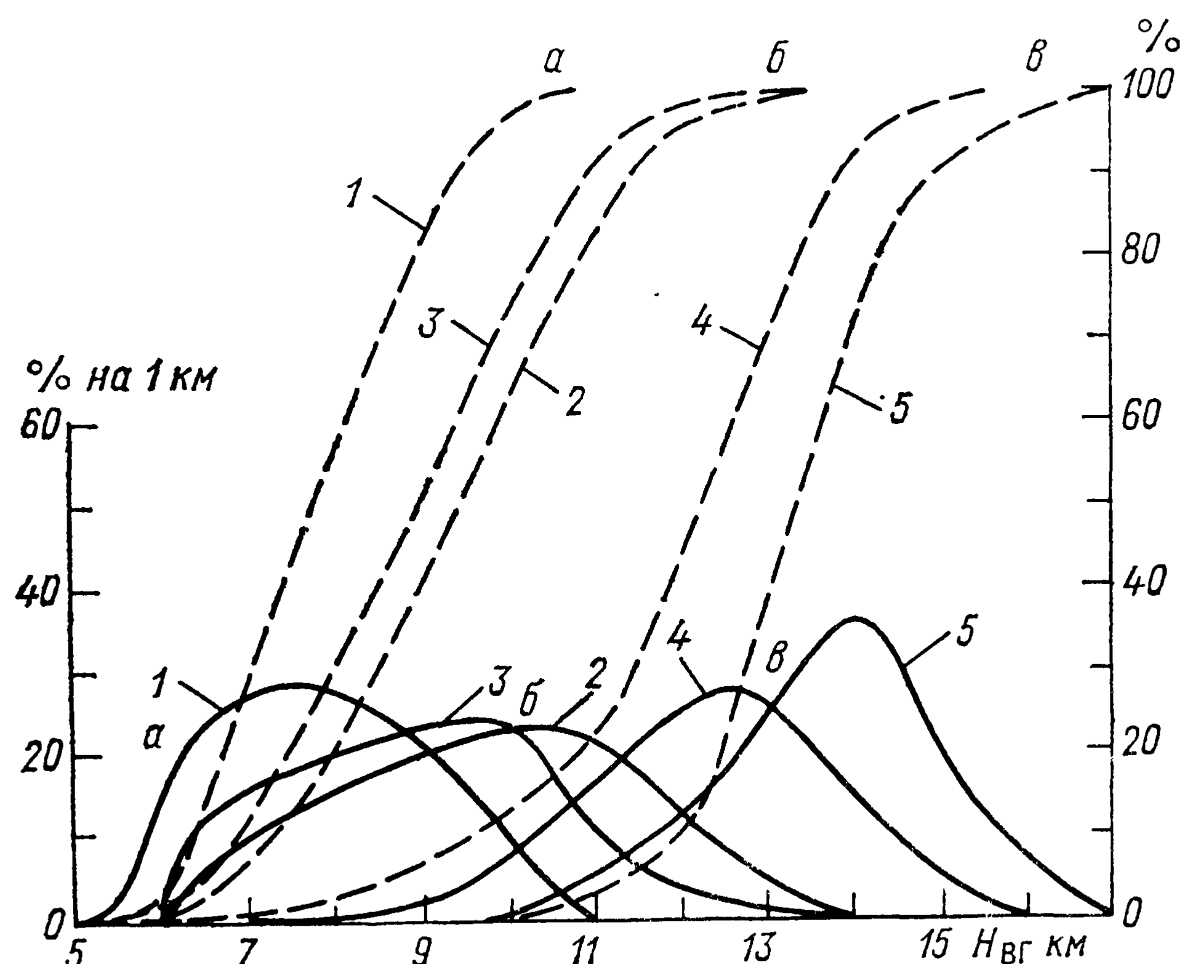


Рис. 5.2.18. Плотность и накопленная повторяемость высоты верхней границы ($H_{ВГ}$) облаков верхнего яруса в разных географических районах.

Усл. обозначения см. рис. 5.2.17.

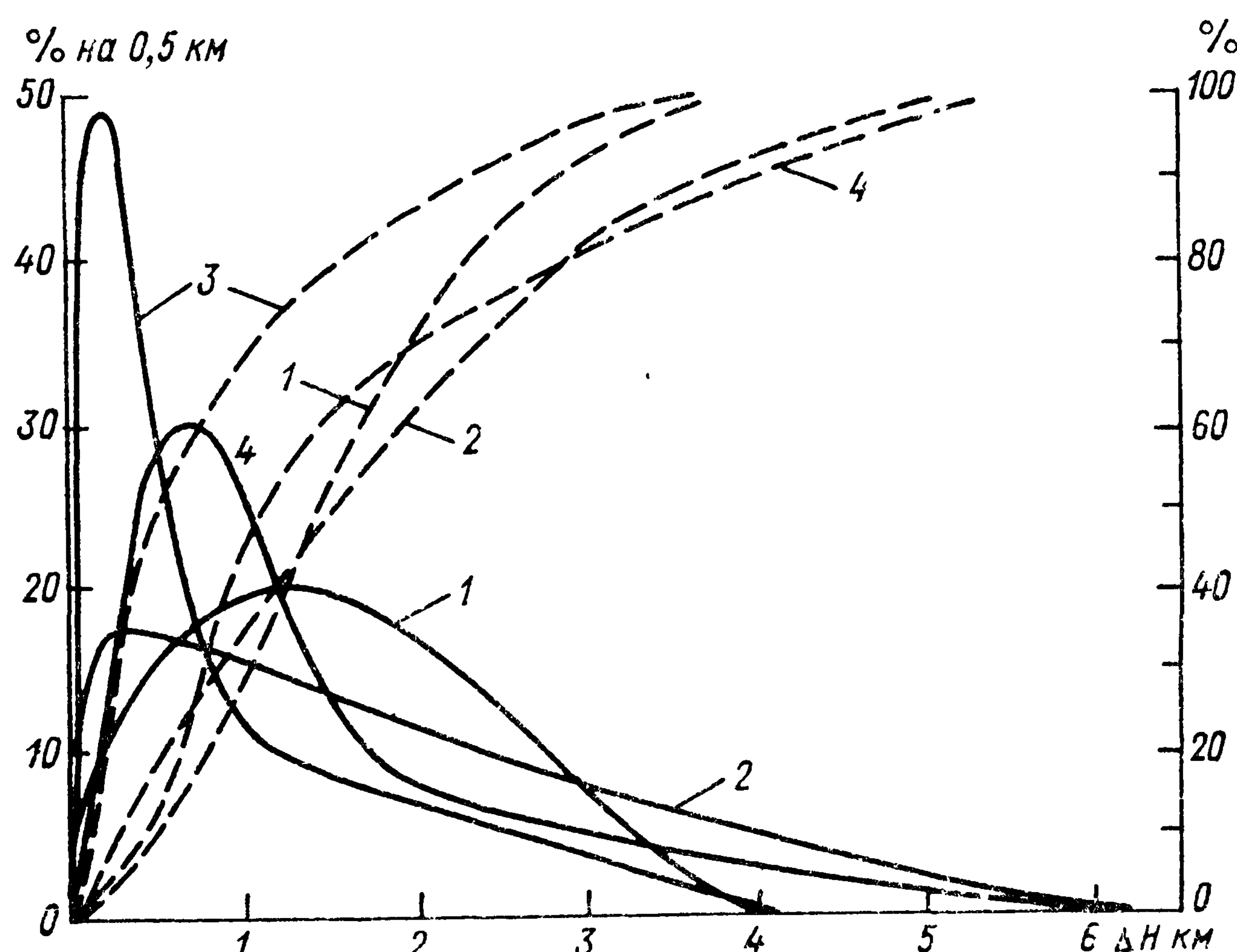


Рис. 5.2.19. Плотность и накопленная повторяемость толщины (ΔH) облаков верхнего яруса в разных географических районах.

Усл. обозначения см. рис. 5.2.17.

5.2.5.4. Облака конвективного развития

Нижняя граница Cu над поверхностью Земли в умеренных широтах обычно находится на высоте от 0,5—1 до 2,0—2,5 км. Днем (около 16 ч) значения $H_{НГ}$ на 0,6—0,8 км больше, чем в утренние (около 10 ч) часы. Суточный ход $H_{НГ}$ (км) связан с суточным ходом относительной влажности f_0 (%) следующим соотношением:

$$H_{НГ} \approx -A \lg f_0 + B. \qquad (5.2.10)$$

Из соотношения (5.2.10) видно, что с ростом влажности $H_{НГ}$ уменьшается. Так, в Ленинграде, где влажность обычно высока, в 80 % случаев $H_{НГ} < 1400$ м, а в Киеве, где f_0 летом мала, в 50 % случаев $H_{НГ} > 1800$ м [10].

Для района Ленинграда $A \approx 4000$ м, $B \approx 200$ м. Для Москвы $A \approx 3760$ м, $B \approx 320$ м. Нижняя граница Cu находится в среднем примерно на тех же высотах, что и нижняя граница кучево-дождевых облаков.

В полях Cu обычно имеются облака разной мощности — от сотен метров до, порой, нескольких километров. О повторяемости разных значений толщины Cu над Украиной можно судить по табл. 5.2.19.

В среднем мощность Cu максимальна около середины суток, а мощность Cb — в послеполуденные часы.

Наиболее развитые по вертикали Cb могут проникать выше тропопаузы и достигать высот 16—18 км, а в тропиках даже высот более 20 км. В умеренных широтах в 90 % случаев толщина Cb не превосходит 9 км, а их медианная высота $H_{med} \approx 4$ км.

Иногда конвективные облака затоплены во фронтальных облаках Ns—As. Эту особую форму иногда называют Cb emb. (от английского embedded — внедренные). Она встречается и зимой, в то время как изолированные Cb в средних широтах зимой наблюдаются крайне редко. Горизонтальные размеры Cb emb. могут достигать десятков километров, а вертикальные размеры обычно составляют несколько километров.

Таблица 5.2.19

Повторяемость P разных значений мощности облаков ΔH над Украиной

ΔH км	≤0,50	0,51—1,00	1,01—1,50	1,51—2,00	2,01—2,50	2,51—3,00	>3,00
P %	2	14	24	24	16	9	11

5.2.6. Температурный режим и влажность в облаках различных форм

Температурный режим облаков зависит от высоты, района, времени года, синоптической обстановки и т. д. Температура на нижней границе ($T_{НГ}$) облаков нижнего яруса тесно коррелирует с температурой у поверхности Земли и имеет хорошо выраженный годовой ход. Средний суточный же ход $T_{НГ}$ не превышает 1—2 °С.

5.2.6.1. Облака нижнего яруса

Годовой ход среднесезонных значений $T_{НГ}$ для облаков St, Sc в разных регионах СССР показан на рис. 5.2.20, на котором приведены значения 50 %-ных квантилей $T_{НГ}$. Аналогично распределение $T_{НГ}$ и для Ns. Значения 10 и 90 %-ных квантилей отличаются от приведенных значений примерно на ± (5... 8) °С. Если известно среднее значение $\overline{T}_{НГ}$, то легко найти значения n % квантиля T_n по простому эмпирическому соотношению

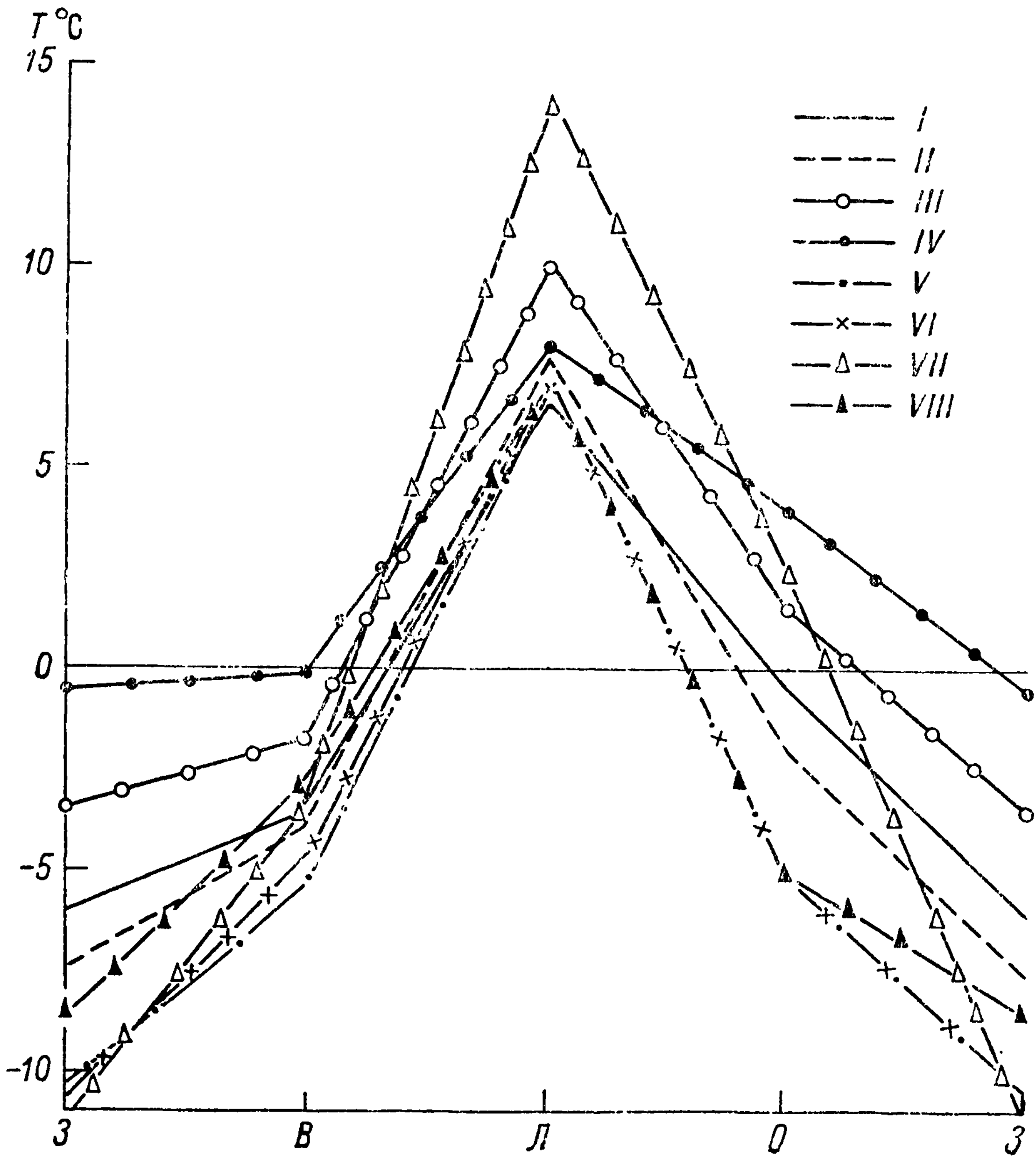


Рис. 5.2.20. Годовой ход 50 %-ной квантили температуры у нижней границы 1-го слоя St, Sc для восьми регионов.

$$T_n = a_n + b_n \overline{T}_{НГ}, \qquad (5.2.11)$$

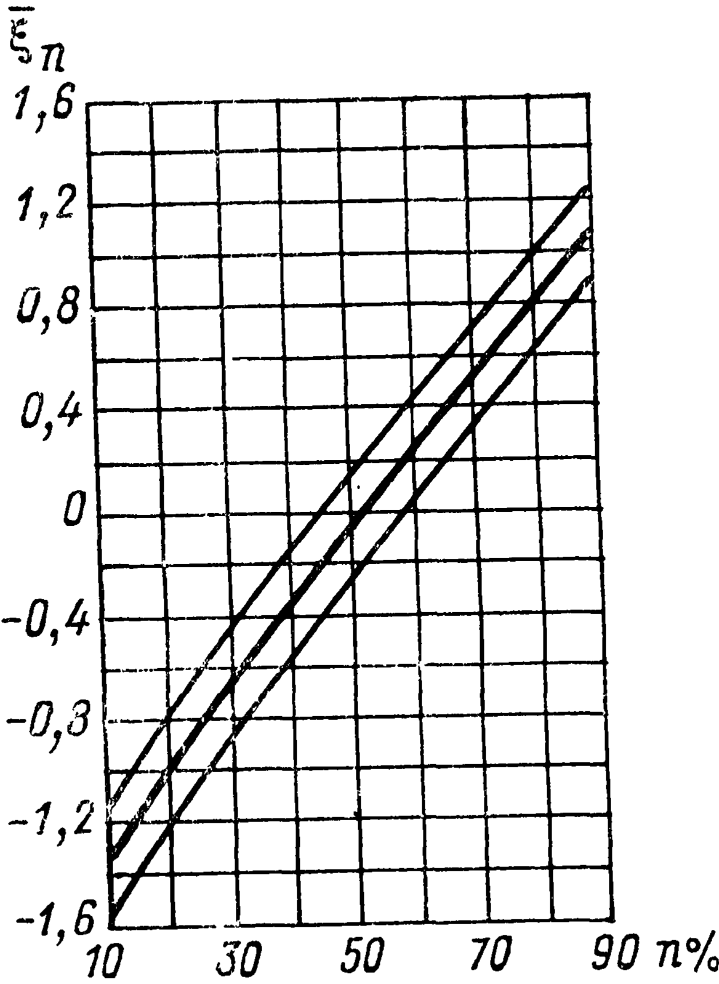


Рис. 5.2.21. Относительные отклонения n %-ной квантили температуры на верхней границе облаков нижнего яруса (ξ_n) от медианного значения T_{50}.

где a_n и b_n — коэффициенты, значения которых приведены в табл. 5.2.20. Соотношение (5.2.11) связывает n %-ную квантиль распределения среднемесячных температур у нижней границы, т. е. T_n, со средними многолетними значениями $\overline{T}_{НГ}$, приведенными в табл. 5.2.21.

Из-за того, что толщина St и Sc невелика, температура на их верхних границах $T_{ВГ}$ отличается всего лишь на 1—4 °С от $T_{НГ}$. Для облаков Ns эта разница возрастает до 5—10 °С.

Представление о $T_{ВГ}$ St и Sc дает табл. 5.2.22.

Соответствующие средние значения $\overline{T}_{ВГ}$ отличаются от приведенных в табл. 5.2.22 значений $T_{ВГ\,50}$ обычно не более чем на 1 °С. В табл. 5.2.23 приведены значения $\overline{T}_{ВГ}$ (°С), σ_T (°С) для утренних и вечерних сроков наблюдений.

Если известны значения T_{50} (см. табл. 5.2.22) и σ_T (см. табл. 5.2.23), то n %-ная квантиль (для n от 10 до 90 %) может быть найдена с ошибкой не более 1—2 °С из простого соотношения

$$T_n = T_{50} + \xi_n \sigma_T. \qquad (5.2.12)$$

Множитель $\overline{\xi}_n$ приведен на рис. 5.2.21. Отличия ξ_n от $\overline{\xi}_n$ для разных регионов СССР не превосходят 0,2.

Таблица 5.2.20

Значения коэффициентов a_n и b_n в соотношении (5.2.11)

n %	10	30	50	70	90
a_n °С	5,7	2,7	—0,7	—3,3	—7,2
b_n	0,952	0,943	0,943	0,950	0,980

Таблица 5.2.21

Средние многолетние значения температуры (°С) на нижней границе облаков нижнего яруса для центральных месяцев сезонов (по [5] с округлением)

Пункт зондирования	Январь	Апрель	Июль	Октябрь
Архангельск	—10	—4	5	—1
Ленинград	—7	—2	9	1
Рига	—5	—1	10	2
Минск	—6	—3	9	1
Москва	—8	—4	8	0
Харьков	—5	0	9	0
Киев	—7	—1	10	2
Львов	—7	—2	9	2
Ростов-на-Дону	—4	2	14	2
Минеральные Воды	—5	0	8	4
Краснодар	—2	2	—	3
Одесса	—4	1	—	4
Тбилиси	—2	1	7	4
Ереван	—7	—2	—	—1
Баку	—1	3	—	6
Казань	—9	—1	8	0
Куйбышев	—9	—2	7	—2
Волгоград	—6	0	8	0
Актюбинск	—8	—3	6	4
Ашхабад	—2	4	—	3
Алма-Ата	—7	—1	2	3
Ташкент	—4	3	—	2
Свердловск	—12	—3	9	—3
Омск	—12	—5	8	—7
Новосибирск	—14	—5	8	—6
Красноярск	—16	—6	8	—7
Чита	—	—9	6	—8
Иркутск	—16	—5	8	—5
Хабаровск	—	—5	12	—3
Владивосток	—	0	16	—
Николаевск-на-Амуре	—	—	—	—
Якутск	—	—10	8	—14

Таблица 5.2.22

Сезонные медианные значения температуры T_{50} (°С) на верхней границе первого от поверхности Земли слоя St, Sc для восьми регионов (в скобках — число измерений)

Регион	Лето	Осень	Зима	Весна
I	5 (342)	—2 (1023)	—8 (1113)	—6 (512)
II	4,5 (185)	—4 (811)	—9 (1248)	—6 (476)
III	7 (187)	—0,5 (1168)	—5,5 (1682)	—4 (865)
IV	5 (66)	1,5 (203)	—3 (430)	—2,5 (188)
V	6,5/3,5 (259)	—7,0 (663)	—6,5 (532)	—6,5 (304)
VI	5,0 (161)	—7,0 (265)	17,0 (90)	—8,5 (149)
VII	11,5* (82*)	2 (32)	—14* (16*)	—4 (32)
VIII	5,5 (55)	—7,5 (248)	—9 (329)	—4,5 (192)

Примечания: 1. Описание регионов см. табл. 5.2.18. 2. Звездочкой отмечены данные, полученные по наблюдениям только в утренние сроки.

Таблица 5.2.23

Сезонные средние значения температуры $\overline{T}$ (°С) на верхней границе нижнего (первого от поверхности Земли) слоя St, Sc (числитель) и соответствующие стандартные отклонения σ_T(°С) (знаменатель)

Регион	Утро				Вечер			
	Лето	Осень	Зима	Весна	Лето	Осень	Зима	Весна
I	6/6	1/6	—8/5	—5/6	3/5	—3/6	—8/5	—6/6
II	6/5	—4/7	—10/5	—6/6	4/5	—1/6	—5/5	—6/6
III	9/5	0/6	—6/5	—3/7	5/6	—1/5	—5/5	—4/6
IV	5/3	1/5	—4/5	—3/6	8/3	1/5	—3/5	—2/5
V	8/5	—6/7	—11/5	—5/6	5/5	—5/6	—10/5	—6/6
VI	7/5	—5/7	—16/6	—6/7	7/5	—7/7	—15/6	—6/6
VII	12/4	2/6	—14/6	—6/8	9/5	—2/5	—	—5/4
VIII	6/6	—8/7	—10/6	—5/6	4/5	—7/6	—9/5	—6/7

О разбросе $T_{ВГ}$ Ns можно судить по данным о $T_{НГ}$ и толщине облаков. Большой диапазон колебаний значений ΔH Ns обусловливает и значительно бо́льшие колебания $T_{ВГ}$ Ns по сравнению с $T_{ВГ}$ St и Sc.

5.2.6.2. **Облака среднего яруса**

Стандартные отклонения σ_T от средних многолетних значений $\overline{T}_{НГ}$ за тот или иной месяц для Ac, As в 1,5—2 раза выше, чем для St, Sc (табл. 5.2.24).

Таблица 5.2.24

Средние многолетние значения температуры (°С) на нижней границе облаков среднего яруса для центральных месяцев сезонов по [5, 10] (с округлением до 1 °С)

Пункт зондирования	Январь	Апрель	Июль	Октябрь
Архангельск	—20	—14	—6	—12
Ленинград	—18	—11	—6	—10
Рига	—19	—13	—4	—10
Минск	—17	—13	—4	—10
Москва	—18	—13	—5	—12
Харьков	—16	—10	—5	—12
Киев	—19	—10	—5	—8
Львов	—16	—11	—5	—8
Ростов-на-Дону	—15	—10	—4	—8
Минеральные Воды	—18	—11	0	—11
Краснодар	—15	—9	—2	—8
Одесса	—15	—9	—5	—9
Тбилиси	—15	—10	1	—8
Ереван	—16	—11	—	—20
Баку	—14	—6	—	—4
Казань	—16	—10	—4	—11
Куйбышев	—20	—11	—5	—13
Волгоград	—18	—10	—5	—10
Актюбинск	—17	—12	—4	—14
Ашхабад	—14	—7	—	—4
Алма-Ата	—19	—14	—6	—16
Ташкент	—16	—8	—	—13
Свердловск	—20	—12	—5	—14
Омск	—18	—12	—3	—14
Новосибирск	—21	—17	—5	—17
Красноярск	—25	—16	—5	—16
Чита	—	—18	—4	—19
Иркутск	—31	—19	—4	—17
Хабаровск	—28	—15	—2	—14
Владивосток	—	—	2	—
Николаевск-на-Амуре	—	—16	—2	—
Иркутск	—	—	—	—19

Значения $T_{ВГ}$ для Ac, As имеют довольно большой разброс. Значения 10 и 90 %-ных квантилей отличаются от $T_{ВГ\,50}$ на $\pm(10\ldots 15)$°С. Как видно из табл. 5.2.25, зависимость $T_{ВГ}$ от числа нижележащих облачных слоев не очень сильная. Не все цифры в табл. 5.2.25 достаточно хорошо статистически обеспечены. В ряде случаев, как следует из полных таблиц, приведенных в [10], кривые повторяемости $T_{ВГ}$ построены по данным всего нескольких десятков наблюдений. Особенно мало наблюдений было в VII регионе. Тем не менее приведенные данные о медианах распределения $T_{НГ\,50}$ и $T_{ВГ\,50}$ облаков среднего яруса вместе с указанием, что в 80 % случаев $T_{НГ}$ и $T_{ВГ}$ отклоняются от них не более чем на 10—15 °С, дают представление о температурном режиме Ac, As в разных регионах СССР.

5.2.6.3. **Облака верхнего яруса**

В умеренных широтах $T_{НГ}$ облаков верхнего яруса в основном колеблется в пределах —25... —55 °С. В большинстве случаев (60 %) значения $T_{НГ}$ не выходят за пределы —30... —50 °С. В более южных широтах (Индия) примерно в 50 % случаев $T_{НГ}$ = —45... —55 °С.

Таблица 5.2.25

Сезонные медианы распределений $T_{ВГ\ 50}$ облаков среднего яруса для разных регионов СССР [10]

Регион	Слой															
	1-й	2-й	3-й	4-й	1-й	2-й	3-й	4-й	1-й	2-й	3-й	4-й	1-й	2-й	3-й	4-й
	Зима				Весна				Лето				Осень			
I	—27	—22	—22	—24	—14	—15	—16,5	—25,5	—6,5	—6,5	—9,0	—8,5	—10,5	—13	—12	—17
II	—22,5	—21	—21,5	—18,5	—14	—15,5	—16,0	—16,5	—5,0	—6,5	—7,5	—9	—11,5	—13	—10	—13,5
III	—16,5	—18	—19,0	—19,5	—11	—12,5	—13,5	—15,5	—3,5	—6	—8,5	—9,5	—8	—10	—11,5	—14,5
IV	—17,5	—16	—14,5	—	—13	—13	—16,5	—	—3,5	—5	—	—9,5	—9	—9,5	—11,5	—
V	—23	—22	—24,0	—22	—16	—15	—14,5	—17	—5,0	—5,5	—7,0	—7,5	—15,5	—16	—17	—18,5
VI	—29	—24,5	—30	—30	—23	—19	—20,0	—19	—8,0	—6,5	—7,5	—9	—19	—19	—19	—17,5
VII	—31,5	—	—30	—28	—22	—22,5	—	—	—5	—4,5	—2	—8	—14	—9	—18	—18
VIII	—24	—21,5	—23	—18	—18,5	—16,5	—16	—17,5	—3,5	—19,5	—	—8	—17	—18	—18	—

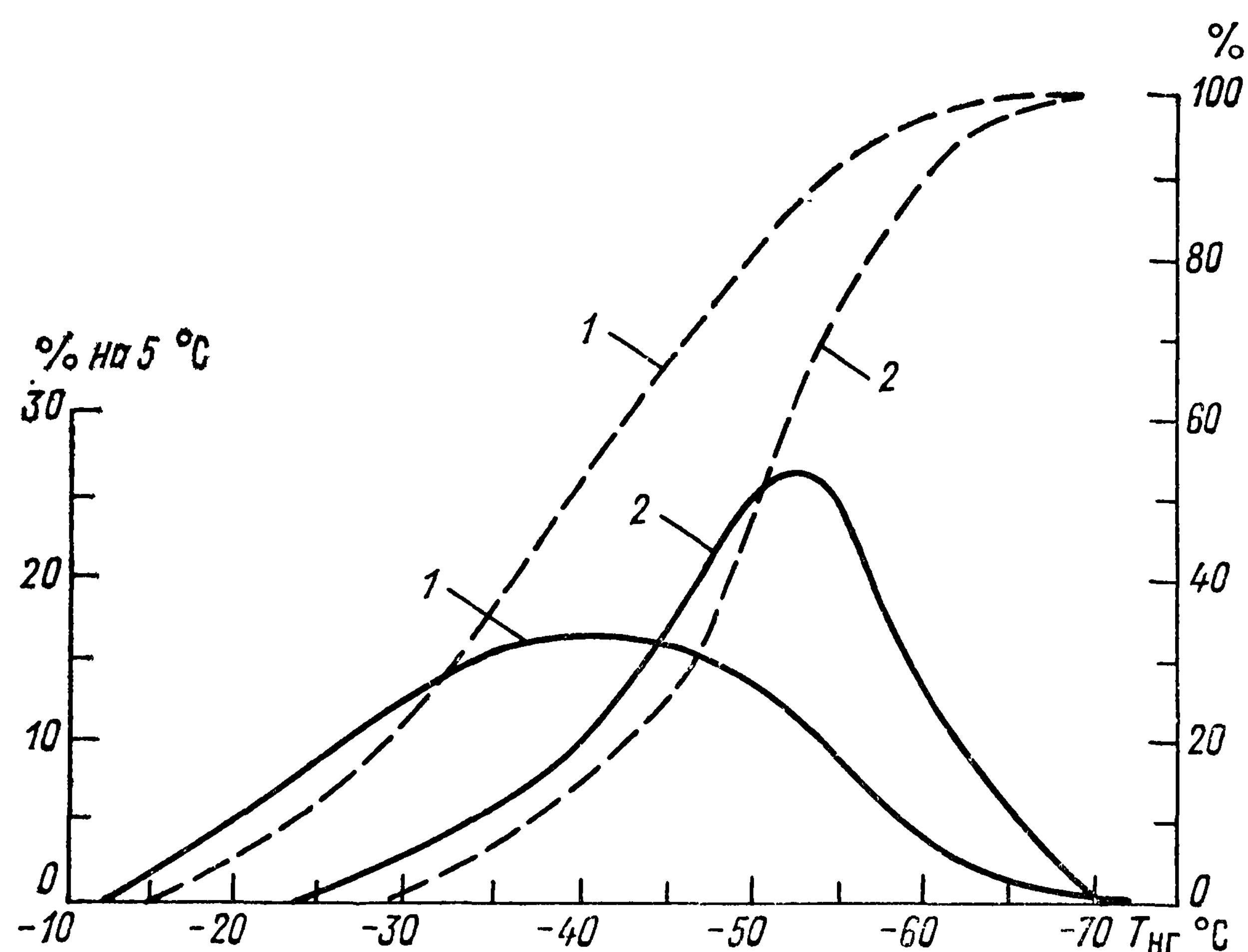


Рис. 5.2.22. Плотность (сплошные кривые) и накопленная повторяемость (штриховые кривые) температуры на нижней границе $T_{НГ}$ облаков верхнего яруса.

1 — европейская часть СССР, *2* — Индия.

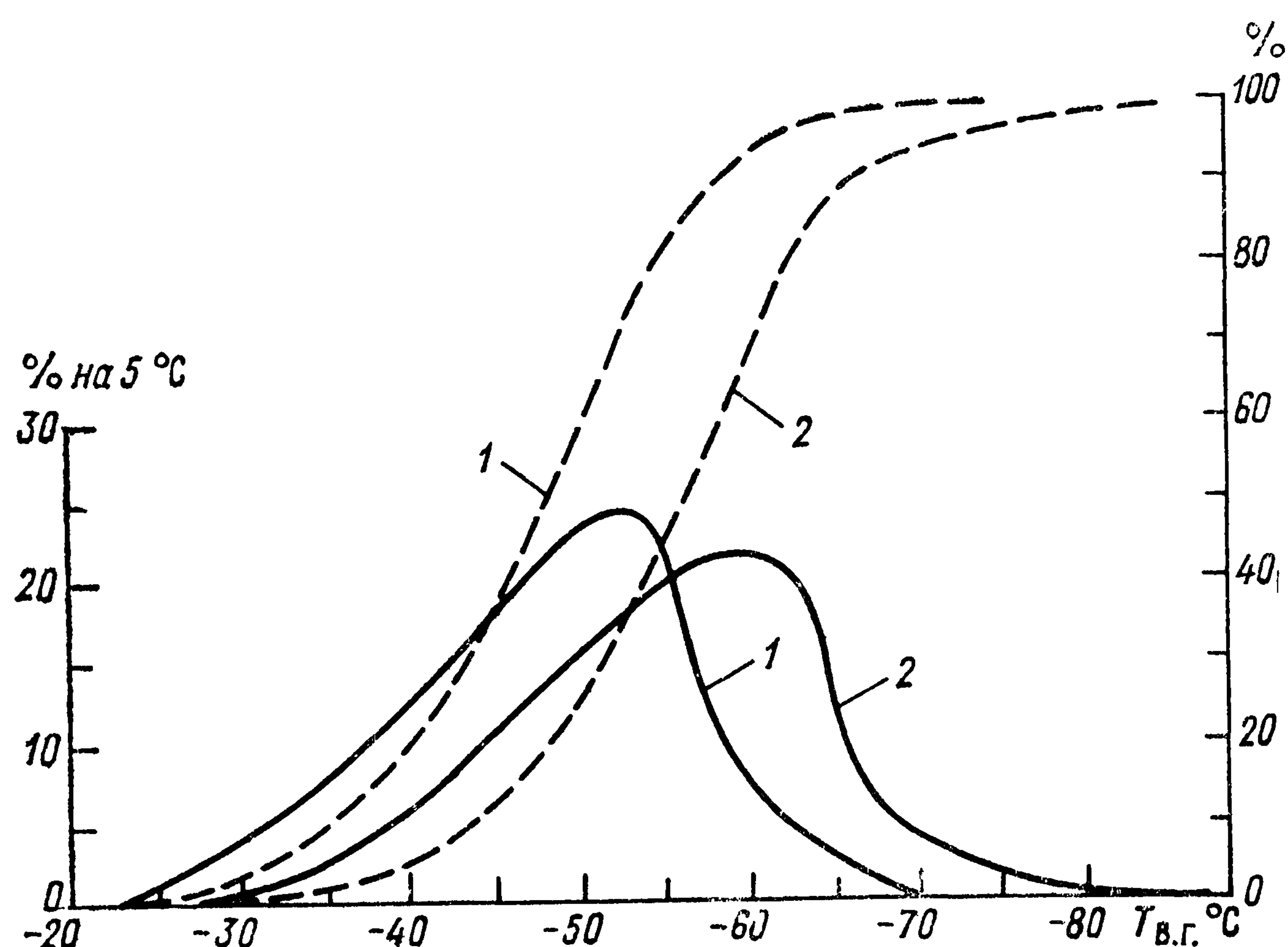


Рис. 5.2.23. Плотность и накопленная повторяемость температуры на верхней границе $T_{ВГ}$ облаков верхнего яруса.

Усл. обозначения см. рис. 5.2.22.

Повторяемость облаков верхнего яруса приведена на рис. 5.2.22 [10].

Аналогичные кривые повторяемости $T_{ВГ}$ облаков верхнего яруса приведены на рис. 5.2.23. В умеренных широтах чаще всего (около 40 % случаев) значения $T_{ВГ}$ приходятся на интервал —45... —55 °С, а в Индии — на интервал —60... —65 °С. Здесь понижение $T_{ВГ}$ по направлению к экватору связано с заметным увеличением высоты облаков. Примерно в 10—15 % случаев верхняя граница облаков верхнего яруса расположена здесь выше тропопаузы.

5.2.6.4. Вертикальное распределение и вертикальный градиент температуры в слоистообразных облаках

В [10] из большого многообразия типов стратификации температуры в облаках слоистых форм выделяются следующие четыре типа:

1) начиная с некоторого уровня под облаком и вплоть до некоторой высоты над ним температура монотонно понижается;

2) над облаком, иногда частично захватывая его верхний слой, расположена инверсия температуры;

3) температурная инверсия захватывает весь облачный слой или его существенную часть;

4) один слой инверсии находится непосредственно над облаком, а другой — внутри него.

В результате анализа многолетних материалов самолетного зондирования в районе Украины было получено распределение повторяемости различных типов стратификации в слоистообразных облаках (табл. 5.2.26).

Таблица 5.2.26

Повторяемость (%) основных типов стратификации температуры в слоистообразных облаках над Украиной [10]

Форма облаков	Общее число наблюдений	Тип стратификации				
		1	2	3	4	1+2+3+4
St	1262	12	64	14	10	100
Sc	2803	21	67	8	4	100
Ac	1455	43	46	9	2	100
Ns	809	44	24	22	6	96
Ns — As	176	49	3	37	3	92
As	2040	64	23	11	1	99

Облака St, Sc являются преимущественно подынверсионными — на Украине к ним относятся более 60 % случаев, над Москвой — около 90 % [10].

Толщина подоблачной инверсии обычно составляет 100—400 м, но может превышать 600 м. Более глубокие инверсии (бо́льшие значения $|\gamma| = \text{grad}\, T$) характерны для задерживающих слоев над St, а затем (в порядке убывания $|\gamma|$) над Sc, Ac, As, Ns. Перепад температур $\Delta T = |\gamma| h$ для задерживающих слоев в среднем, например, над Украиной равен 5 °С для St, 4 °С для Sc, 2 °С для Ac, 1,5 °С для As и 1,3 °С для Ns.

В других регионах повторяемость различных типов стратификации, также как и характерные значения $|\gamma|$ и ΔT, могут несколько отличаться от приведенных выше, но вряд ли эти отличия будут значительны.

Большое влияние на физические процессы в облаках оказывает степень устойчивости стратификации в них. Оценки $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_{ва}$ [10] показали, что в среднем стратификация в облачном слое St, As, Ns близка к безразличной или слабоустойчивой: $\Delta\gamma$ заключено между 0 и —0,1 °С/100 м.

И лишь при высоких значениях $T_{НГ}$ может появиться слабая неустойчивость. В Sc и Ac в среднем наблюдается влажнонеустойчивая стратификация, и только при $T_{НГ} < -10$ °С стратификация в среднем становится влажноустойчивой.

5.2.6.5. Горизонтальные градиенты температуры в слоистообразных облаках

В облаках горизонтальные градиенты температуры могут быть заметно больше, чем в безоблачной атмосфере. Вблизи верхних границ облаков $|dT/dx|$ нередко достигает 2 °С/км. Напомним, что для однородной воздушной массы значение $|dT/dx|$ составляет порядка 10^{-2} °С/км, вблизи фронта градиенты возрастают на порядок, а в самой фронтальной зоне в перпендикулярном к линии фронта направлении $|dT/dx|$ на участках протяженностью 30—60 км может достигать десятых долей градуса Цельсия на километр. Внутри слоистообразных облаков средние горизонтальные градиенты температуры не превосходят десятых долей градуса на километр. Амплитуда пульсации температуры на участках длиной от сотен метров до 1 км может достигать 0,2—1,0 °С.

5.2.6.6. Структура поля температуры в зонах кучевых и кучево-дождевых облаков

Облака Cu и Cb не находятся в термическом равновесии с окружающей атмосферой и на любой высоте температура в ясном небе вдали от облака (T_e) и внутри него (T_i) чаще всего не одинакова: $\Delta T = T_i - T_e \neq 0$ [7, 15].

Температура в Cu *и их окрестностях*

В табл. 5.2.27 приведены значения ΔT по измерениям в период с 10 до 17 ч [15].

Таблица 5.2.27

Значения ΔT внутри Cu hum. ($\Delta H \leqslant 1$ км) и Cu med. ($\Delta H > 1$ км) над Украиной

Характеристика	Треть облака					
	нижняя	средняя	верхняя	нижняя	средняя	верхняя
	Cu hum			Cu med.		
$\Delta\overline{T}$ °С	−0,10	−0,02	−0,17	−0,08	0,00	−0,22
$\sigma_{\Delta T}$ °С	0,23	0,20	0,25	0,22	0,32	0,36
ΔT_{max} °С	1,39	1,08	0,90	1,14	0,41	1,74
ΔT_{min} °С	−1,97	−1,62	−2,09	−1,52	−2,69	−2,08
Число пересечений	15	43	11	17	58	39

Видно, что над Украиной облака Cu в среднем холодные, так как значения $\langle\Delta\overline{T}\rangle$ отрицательны (угловыми скобками $\langle\rangle$ обозначено осреднение по всему облаку). Аналогичные результаты дали исследования тропических Cu (см. в [9, 15]).

Вместе с тем части облаков или внутренние слои могут быть теплыми. Индивидуальные значения ΔT_{max} и ΔT_{min} в Cu hum. и Cu med. достигают 1,7 и −2,7 соответственно, а в центре Cu cong. наблюдаются ΔT_{max} = 3—4 °С [10].

В растущих Cu $\langle\overline{\Delta T}\rangle > 0$, а в зрелых и диссипирующих $\langle\overline{\Delta T}\rangle \leqslant 0$. При этом в части облака, которая прилегает к боковым границам и к верхней кромке Cu, почти всегда $\overline{\Delta T} < 0$ из-за охлаждения воздуха при испарении капель.

По облачному полю в целом чаще всего $\langle\overline{\Delta T}\rangle < 0$, так как в типичном облачном поле на долю растущих облаков обычно приходится около 20 % [15]*. Это не означает, что в «холодных» Cu конвективный подъем воздуха невозможен, поскольку сила плавучести определяется разностью не обычных, а виртуальных температур (ΔT_v). Естественно, что значения $\Delta T_v > 0$ наблюдаются гораздо чаще, чем $\Delta T > 0$ [15].

Наибольшие положительные значения ΔT и ΔT_v наблюдаются над серединой облака. У основания Cu обычно $\Delta T_v < 0$, поскольку температура облакообразующих термиков здесь чаще всего на несколько десятых долей градуса ниже, чем в окружающей атмосфере. Если Cu являются элементами проникающей конвекции, то на вертикальном профиле ΔT внутри каждого из конвективно-неустойчивых слоев образуются частные максимумы.

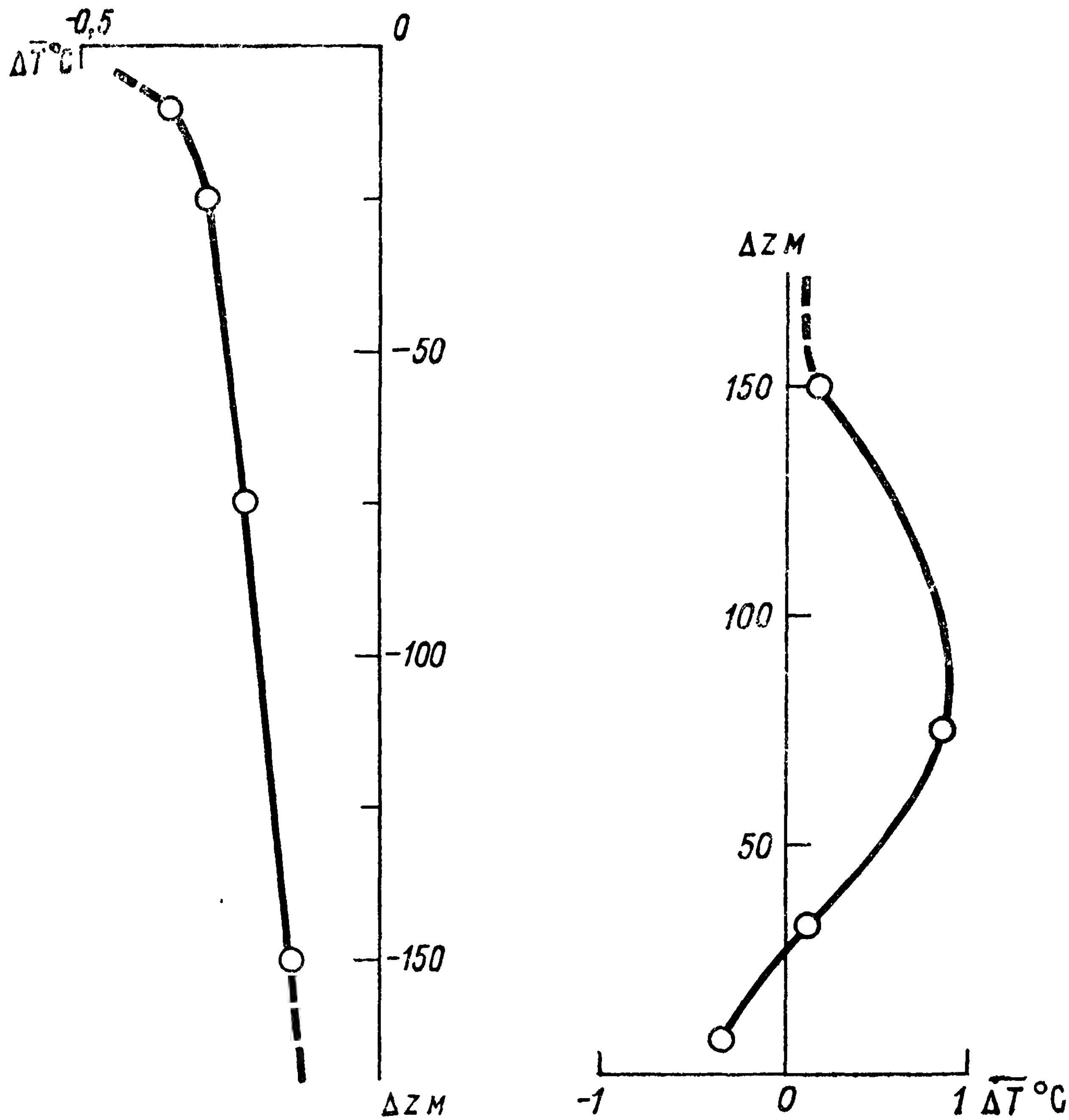


Рис. 5.2.24. Зависимость средних отклонений температуры под Cu от расстояния (Δz) между уровнем измерений и основанием облака.

Рис. 5.2.25. Зависимость средних отклонений температуры ($\Delta\overline{T}$) от превышения Δz над $H_{ВГ}$ Cu.

Средние вертикальные градиенты температуры внутри Cu ($\overline{\gamma_i}$) близки к влажноадиабатическим ($\gamma_{ва}$) [7, 10, 15]. При этом значения $\overline{\gamma_i} - \gamma_{ва}$ редко превышают ±(0,05... ... 0,1) °С/100 м.

Верхняя часть подоблачного слоя обычно стратифицирована устойчиво, и текущие значения температуры конвективного потока непосредственно под Cu(T_j) ниже, чем в невозмущенном воздухе [7, 15]. Под осевой частью Cu значения $|\Delta\overline{T}_j| = |\overline{T}_j - \overline{T}_e|$ достигают 0,7—1,0 °С (рис. 5.2.24).

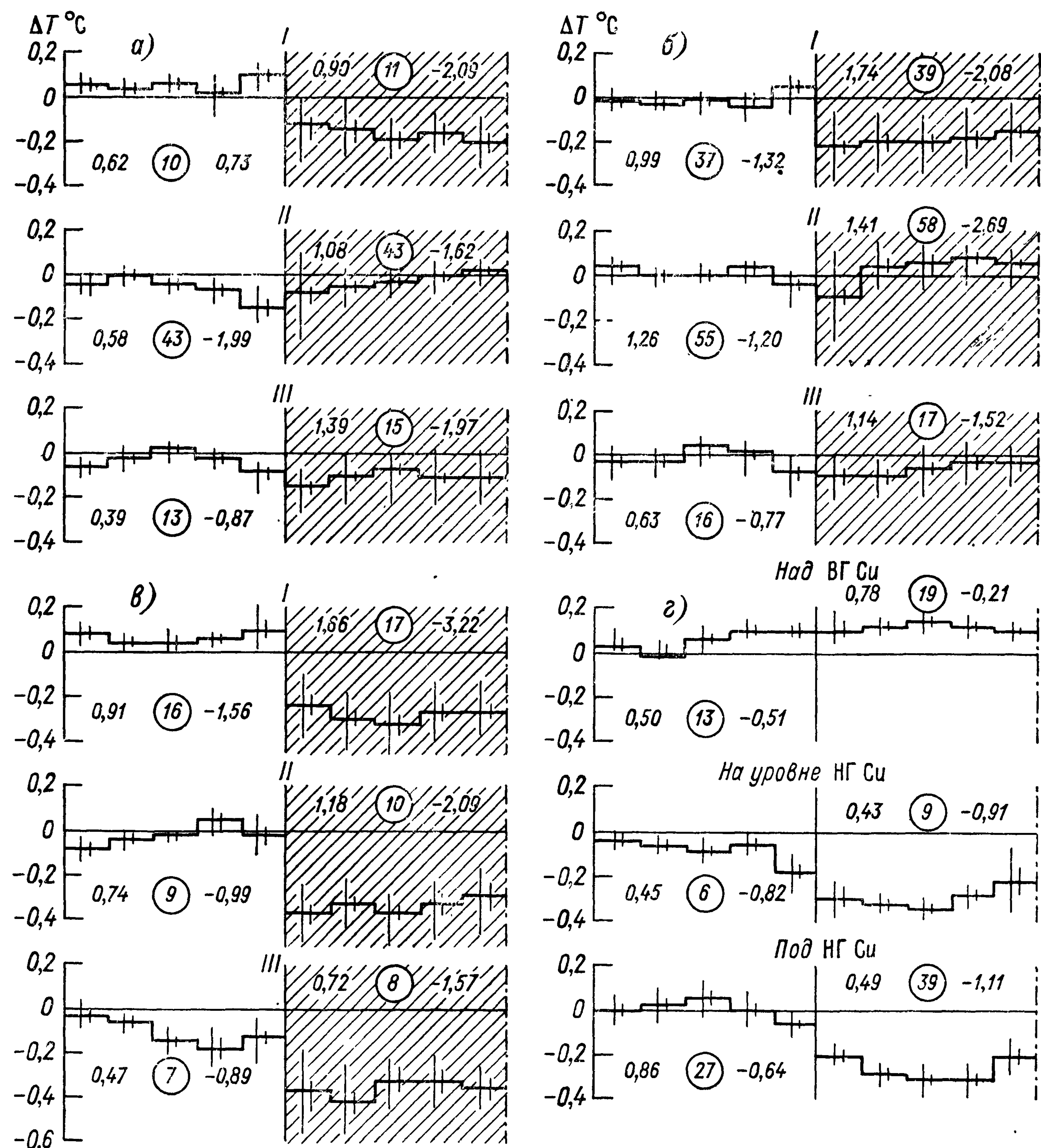
Распределение возмущений в поле температуры над центральными (в плане) участками Cu показано на рис. 5.2.25. У самой кромки облака $\Delta T_j < 0$, так как охлаждение воздуха, вызываемое испарением облачных элементов превалирует здесь над адиабатическим нагреванием опускающегося над Cu воздуха. При больших превышениях картина обратная и $\Delta T_j > 0$ [7].

Деформация поля температуры сбоку от Cu (рис. 5.2.26) происходит во всем конвективном слое, благодаря чему Cu-конвекция влияет на метеорологические процессы более крупных масштабов. Расстояние по горизонтали, до которого сказывается термическое влияние Cu, достигает 1—1,5 D [7], где D — «диаметр» облака.

Непосредственно у боковой границы Cu значения $|\Delta T|$ достигают 0,3—0,5 °С, причем вплоть до удаления от Cu на 0,4... 0,7D воздух холоднее, чем в невозмущенной атмосфере. Далее, до расстояний ≈1,0... 1,5 D, температура воздуха повышена на 0,1—0,2 °С.

«Холодные» участки возникают из-за потерь тепла на испарение капель, а теплые — благодаря адиабатическому нагреванию опускающегося околооблачного воздуха.

* Относительное число растущих, зрелых и распадающихся Cu зависит от времени суток. Чем ближе к вечеру, тем меньше растущих облаков.



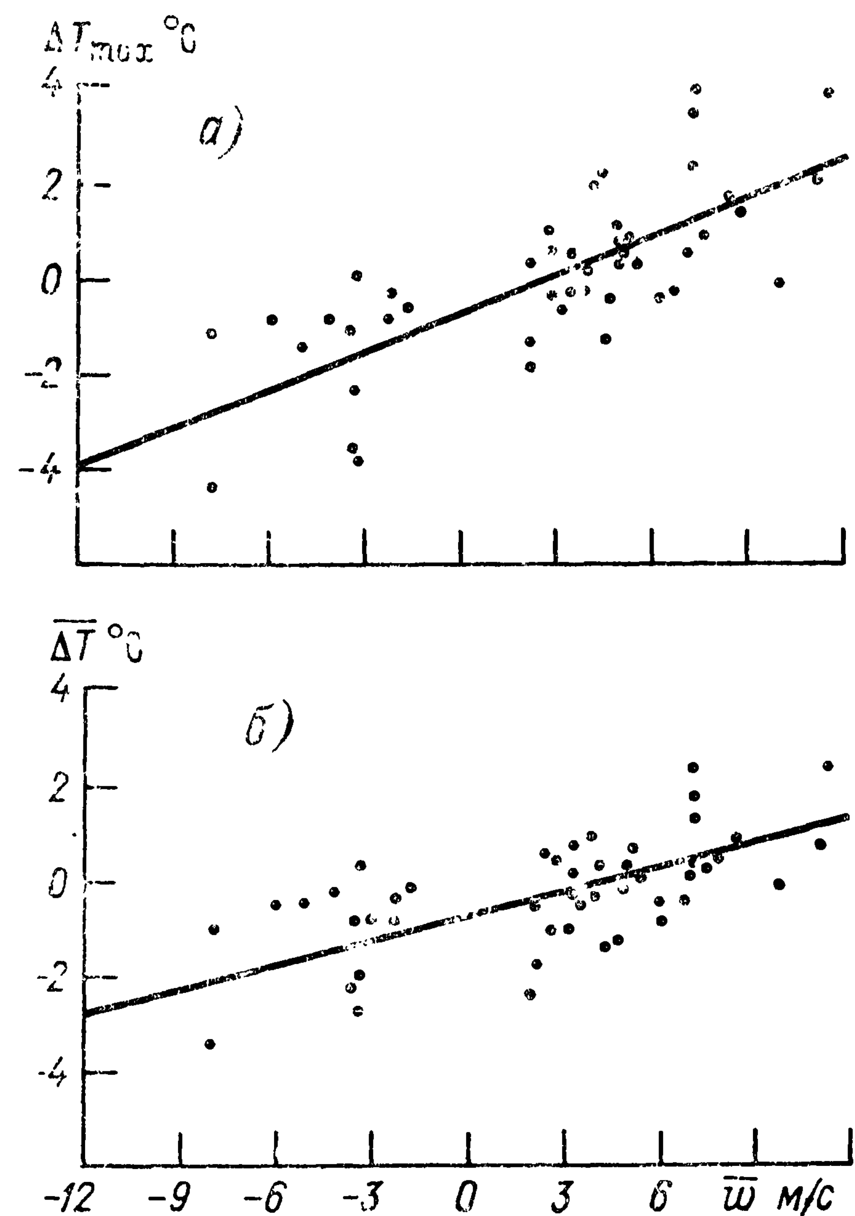


Рис. 5.2.26. Возмущения температуры (ΔT) в зоне Cu.

а) ΔH=0,5... 1,0 км; *б)* ΔH=1... 2 км; *в)* ΔH=2... 3 км, *г)* над ВГ Cu. Заштрихована внутриоблачная зона. Вертикальные отрезки — средняя квадратическая погрешность измерений; в кружках указано число пересечений облака; слева от кружков — максимальные, а справа — минимальные значения ΔT.

Рис. 5.2.27. Зависимость ΔT от w для максимальных (*а*) и средних (*б*) значений ΔT в Cb.

Температура в Cb *и их окрестности*

Внутри Cb ширина участков, на которых $\Delta T \neq 0$, составляет от десятков метров до 2—3 км. Значения ΔT часто превышают 1—3 °С, иногда достигая 8—10 °С. Чем больше значения w, тем больше и ΔT (рис. 5.2.27). В одноячейковых облаках и индивидуальных конвективных ячейках участки с наибольшими положительными значениями ΔT обычно расположены несколько выше центра облака, а «холодные» участки локализованы в зонах осадков.

В многоячейковых Cb может быть несколько участков с положительными и отрицательными значениями ΔT.

В нижних двух третях растущих и зрелых Cb $\overline{\Delta T} \geqslant 0$, а в их верхней трети $\overline{\Delta T} < 0$. Распадающиеся Cb — холодные во всей их толще; сохраняются лишь отдельные участки с $\overline{\Delta T} \geqslant 0$. В верхней части восходящего потока $\overline{\Delta T} < 0$. Такие выводы правильны для Cb во всех стадиях эволюции.

Таблица 5.2.28

Абсолютные значения средних (числитель) и экстремальных (знаменатель) отклонений температуры (°С) в разных частях зоны Cb над СССР

Стадия развития Cb	Участки			
	над Cb	в предвершинной части Cb	сбоку от верхней трети Cb	сбоку от нижней трети Cb
Растущие	0,5/4,7	0,3/5,1	0,2/3,2	0,2/0,9
Зрелые	0,4/3,4	0,2/1,1	0,4/2,7	Нет данных
Распадающиеся	0,2/1,0	0,2/0,9	0,2/1,4	Нет данных

Очень низкие температуры (амплитуды отрицательных возмущений превышают 10—12 °С) наблюдаются в вершинах Cb, пробивших тропопаузу [15].

Возмущения температуры наблюдаются вплоть до высоты 300—500 м над вершиной Cb, причем над участками с $\overline{\Delta T} > 0$ часто располагаются участки с $\overline{\Delta T} < 0$, т. е. с высотой происходит обращение изотерм. По мере удаления от облака вдоль по потоку знак ΔT периодически меняется. Длина волны приблизительно равна ширине облака, а амплитуда достигает 0,1—0,3 °С [14, 15].

Характеристики поля ΔT в зоне Cb, рассчитанные по данным нескольких десятков серий измерений, приведены в табл. 5.2.28 [14].

Во всех частях зоны Cb на мезомасштабные отклонения температуры налагаются более узкие «теплые» и «холодные» участки шириной от десятков метров до 1—2 км.

5.2.6.7. Влажность в облаках

Влажность в облаках сильно зависит от их фазового строения. В капельных облаках она близка к значению, соответствующему состоянию насыщения над водой. Пересыщение s в жидких (капельных) слоистообразных облаках равно сотым (реже десятым) долям процента. Внутри нисходящих воздушных потоков в облаке $s < 0$, т. е. влажность несколько (на те же десятые доли процента) ниже 100 %; в области восходящих потоков $s > 0$. На участках с интенсивными направленными вниз турбулентными движениями в облаке могут образоваться бескапельные полости. Данных о влажности в этих полостях пока еще нет, но из-за их сравнительно малых размеров (десятки метров) s вряд ли опускается в них ниже 90 %.

Присутствие капель в смешанных облаках свидетельствует о влажности, близкой к 100 % над водой. При низких температурах, например ниже —10 °С, и отсутствии восходящих потоков капли в смешанных облаках довольно быстро испаряются и облака становятся кристаллическими. Скорость оледенения облака тем больше, чем выше концентрация кристаллов и чем ниже водность капельной части облака (см. п. 5.4.1).

При наличии восходящих движений смешанные облака и влажность, близкая к 100 % над водой, могут сохраняться довольно долго. Необходимые для этого условия зависят от скорости восходящего движения и микроструктуры кристаллической части облака. Более подробно об этом см. в п. 5.3.1.

В чисто кристаллических облаках влажность заключена между значениями, соответствующими насыщению над водой и надо льдом. Если облака распадаются, то влажность довольно долгое время может быть даже ниже значения, соответствующего насыщению надо льдом.

Если говорить о смешанных облаках в целом, когда в одной части облака могут присутствовать только кристаллы, а в другой — капли или и капли, и кристаллы, то в таких облаках в чисто кристаллических зонах влажность также может быть заметно ниже насыщения над водой.

Под облачным слоем абсолютная влажность обычно растет, а над ним — падает. Сбоку от конвективных облаков влажность уменьшается по мере удаления от облачных границ. Более детально распределение влажности в зоне облаков различных форм рассматривается в [10].

5.3. ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ОБЛАКАХ

В формировании фронтальных облачных систем Ns—As—Cs определяющую роль играют крупномасштабные вертикальные движения с линейными масштабами $L_x \sim 10^2\ldots$ $\ldots 10^3$ км, а образование конвективных (Cu, Cb) и волнистообразных облаков (Sc Ac, Cc) обусловлено мезомасштабными потоками с $L_x \sim 1\ldots 10$ км. Данных о скорости вертикальных движений (w) в облаках еще мало, особенно для слоистообразных, поскольку в них значения $\bar{w}$ редко превышают 1—10 см/с и их измерение, следовательно, находится за пределами существующих инструментальных возможностей. В настоящее время имеются лишь приближенные оценки значений $\bar{w}$ в слоистообразных облаках, осредненных по той или иной площади.

При оценке скоростей вертикальных движений по данным радиозондовых измерений температуры и (или) скорости ветра с последующим использованием для расчетов w уравнений гидротермодинамики атмосферы значения w осредняются по площади $\sim 10^4\ldots 10^5$ км^2. Если за исходные данные взята горизонтальная скорость воздуха, измеренная с помощью доплеровских радиолокаторов, осреднение идет по площади $\sim 10^2\ldots 10^4$ км^2.

Сопоставление значений $\bar{w}$, рассчитанных разными способами, осложняется тем, что вычисленные характерные скорости убывают по модулю с увеличением масштаба осреднения и, кроме того, погрешности оценок $\bar{w}$ достигают десятков и даже сотен процентов.

5.3.1. Вертикальные движения во фронтальных облаках

Согласно табл. 5.3.1, значения $\bar{w}$, осредненные по площади более 10^4 км^2 (расчетные методы), в Ns—As не превышают десятков см/с. По радиолокационным (р/л) данным (т. е. при осреднении по меньшим площадям) $\bar{w}$ достигают 1 м/с.

Таблица 5.3.1

Средняя вертикальная скорость ($\bar{w}$) внутри Ns, As [10]

Синоптическая ситуация	Методика вычислений	$\bar{w}$ см/с	Высота
Теплый фронт	Расчет	2—18	2—6 км
	Р/л	10—20	3—4 км
Холодный фронт	Расчет	4—40	2—4 км
	Р/л	6—100	1,5—4 км
Фронт окклюзии	Расчет	3—20	4—5 км
	Р/л	30—100	2,5 км
Передняя часть циклона	Расчет	0—3	800—400 гПа
Центральная часть циклона	Расчет	2—5	600—400 гПа

На участках Ns—As, удаленных от фронта на 100 км и более, значения $\bar{w}$ примерно на порядок меньше, чем в зоне фронта. Чем быстрее движется фронт, тем больше и скорость подъема воздуха. Так, перед холодными фронтами 2-го рода значения $\bar{w}$ в 1,5—2 раза больше, чем перед квазистационарными фронтами [10].

5.3.2. Вертикальные потоки внутри Cu и в его окрестности

Внутри Cu, Cb горизонтальные профили w имеют изрезанную форму (рис. 5.3.1), причем на фоне высокочастотных (турбулентных) пульсаций скорости обычно заметны и мезомасштабные (конвективные) вертикальные потоки [15].

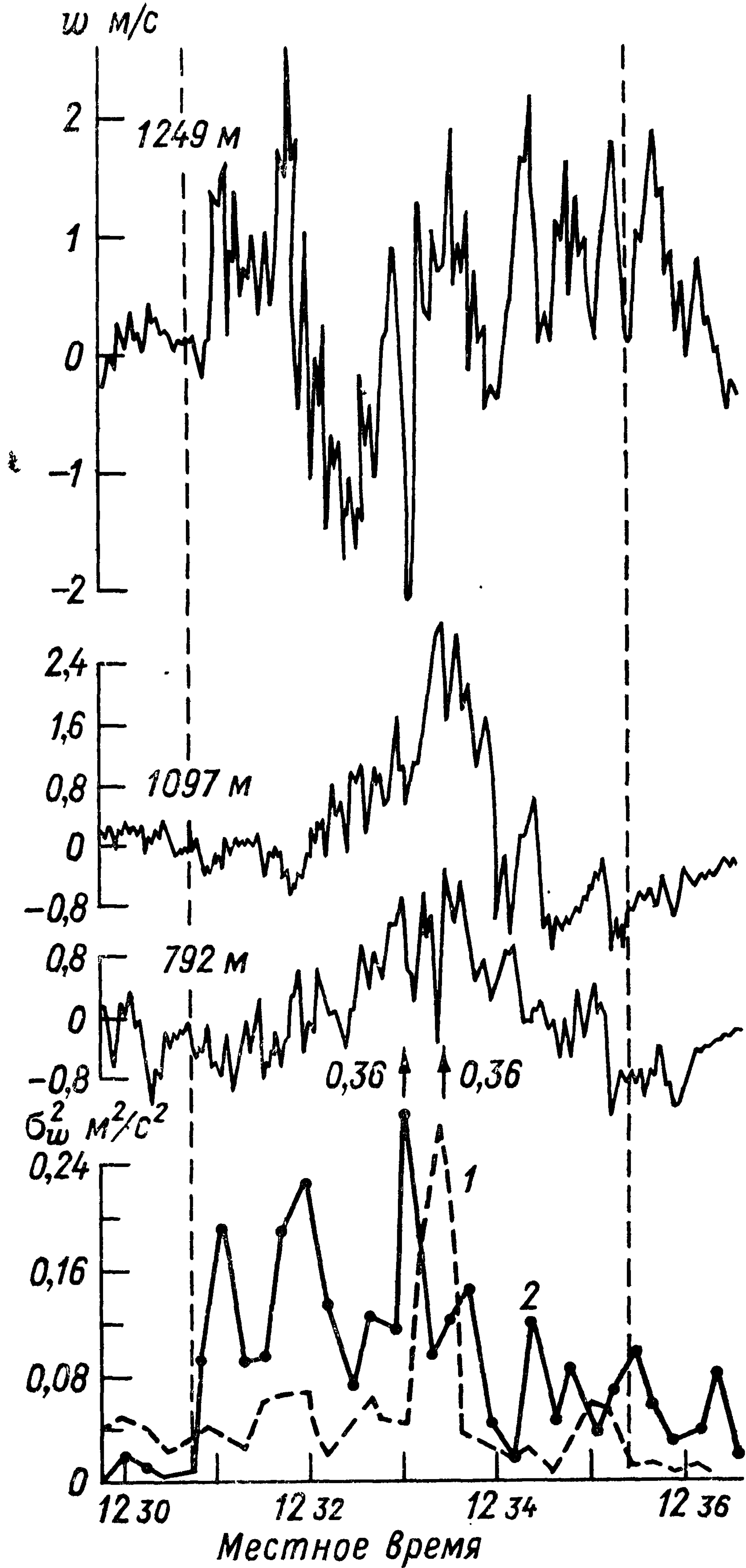


Рис. 5.3.1. Вертикальные скорости на различных высотах внутри Cu.

Значения σ_w^2 приведены для H=1249 м (*1*) и 792 м (*2*); вертикальные штриховые линии — боковые границы облаков.

В Cu hum. и в большинстве Cu med. обычно имеется не более двух восходящих потоков. В наиболее крупных Cu med. и в большинстве Cu cong. восходящих потоков может быть несколько.

В одноячейковых (т. е. содержащих один восходящий конвективный поток) Cu диаметр восходящего потока равен 60—80 % диаметра облака. В многоячейковых Cu индивидуальные конвективные струи в несколько раз у́же, чем облако в целом.

В индивидуальных конвективных ячейках и мелких Cu hum. значения w в среднем убывают от середины облака (ячейки) к краям. В горизонтальном сечении многоячейковых Cu профиль w может иметь несколько частных максимумов.

Восходящие потоки занимают 60—80 % объема нижних двух третей растущих и зрелых Cu hum. и Cu med. и 30—40 % Cu cong. Вблизи верхней кромки Cu воздух сильно турбулизирован и определить преобладающее направление его движения трудно.

Сбоку от восходящих потоков воздух обычно опускается ($\bar{w} < 0$), причем нисходящие движения и внутри, и вне Cu являются преимущественно компенсационными.* Суммарная площадь участков с $\bar{w} < 0$ часто в 2 раза и более превышает площадь области, $\bar{w}$ которой $w > 0$. Поэтому в среднем скорость нисходящих движений меньше, чем восходящих.

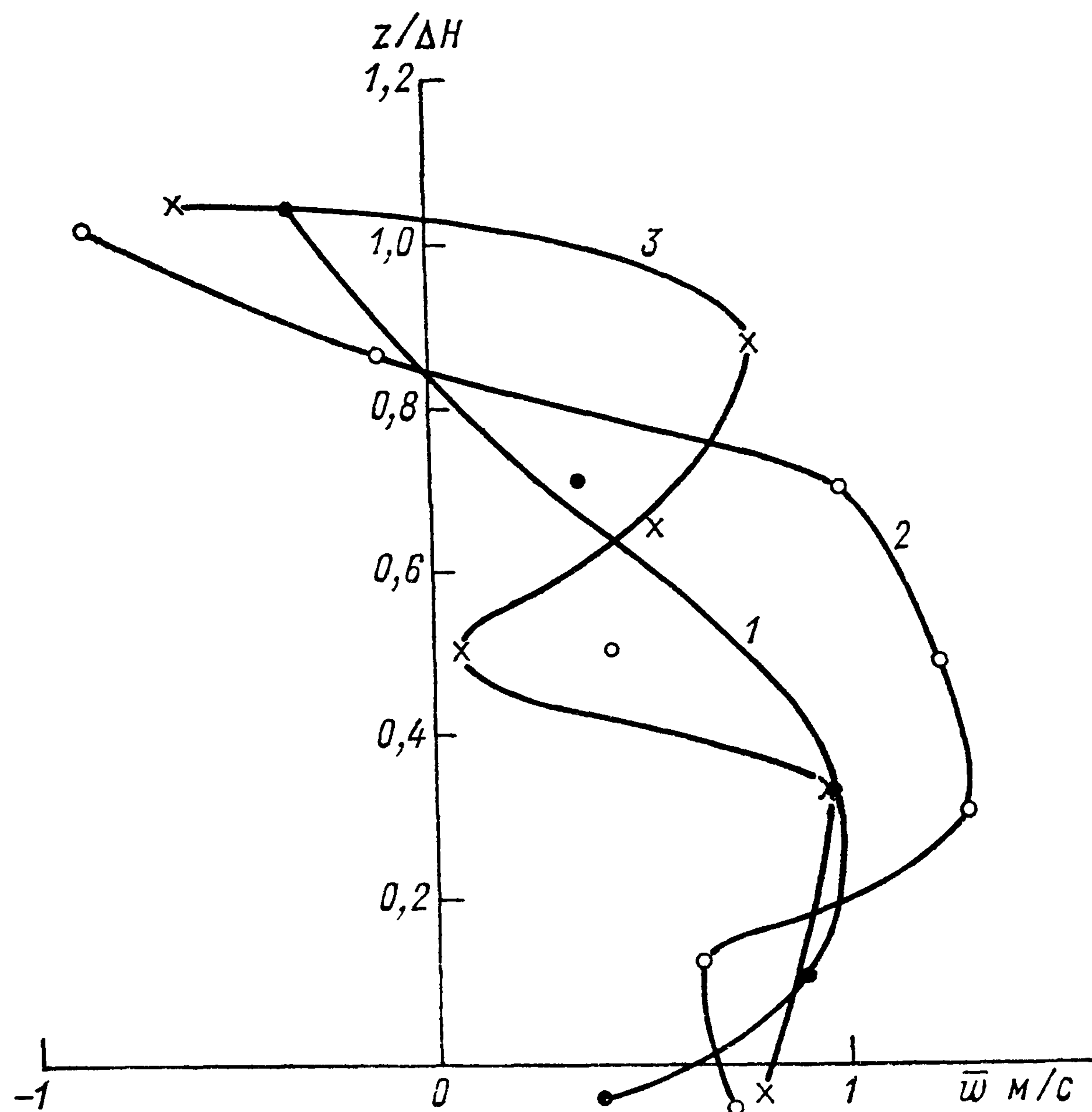


Рис. 5.3.2. Вертикальные профили $\overline{w}$ в Cu над Украиной.

1) Cu hum., Cu med., 1973 г., $n=143$; 2) Cu hum., Cu med, 1974 г., $n=194$; 3) Cu cong., 1973 г., $n=56$ (n — число прозондированных облаков, z — превышение над ВГ Cu).

Над Cu в слое толщиной от десятков метров до 100—200 м воздух опускается. Под облаками преобладают восходящие движения.

Уровень, на котором $w = w_{max}$, расположен внутри средней (по высоте) трети Cu. В слое, внутри которого стратификация влажнонеустойчива, значения w возрастают с высотой. В устойчиво стратифицированных слоях они с высотой уменьшаются.

Если надоблачный устойчивый слой тонок, а скорость восходящего потока в вершине велика, поднимающийся воздух может пробить устойчивый слой за счет кинетической энергии, накопленной на меньших высотах, и подняться до вышерасположенного конвективно-неустойчивого слоя (КНС). Так формируется «проникающая» конвекция, пример которой приведен на рис. 5.3.2. При нескольких КНС число локальных максимумов на вертикальном профиле w может быть больше двух.

Значения $\sigma_{u'}$, $\sigma_{w'}$ в восходящих потоках в нижних двух третях Cu hum. в центральной (в плане) их части равны 0,5—1,0 м/с, в Cu med. 1—2 м/с, а в Cu cong. 2—4 м/с.

Скорости нисходящих потоков — осредненные по всему горизонтальному сечению потока ($\bar{w}$) и максимальные индивидуальные значения $\bar{w}$ — на 10—20 % меньше.

Под облаком $\sigma_{u'} \approx \sigma_{w'} \approx 1\ldots 2$ м/с, а над ним —0,5... ...—1,0 м/с. Сбоку от Cu значения редко превышают 0,3—0,4 м/с.

* Этим термином подчеркивают, что для сохранения неразрывности потока они компенсируют подъем воздуха внутри Cu. В слоях с большими вертикальными градиентами ветра сбоку от облака могут иметься и участки с $w > 0$, наличие которых обусловлено частичным обтеканием Cu внешним потоком [14, 15].

5.3.3. Вертикальные потоки внутри Cb и в его окрестности

На рис. 5.3.3 приведены кривые распределения значений w_i в восходящих и нисходящих потоках в нижней и центральной (по высоте) частях ливневых Cb умеренных широт.

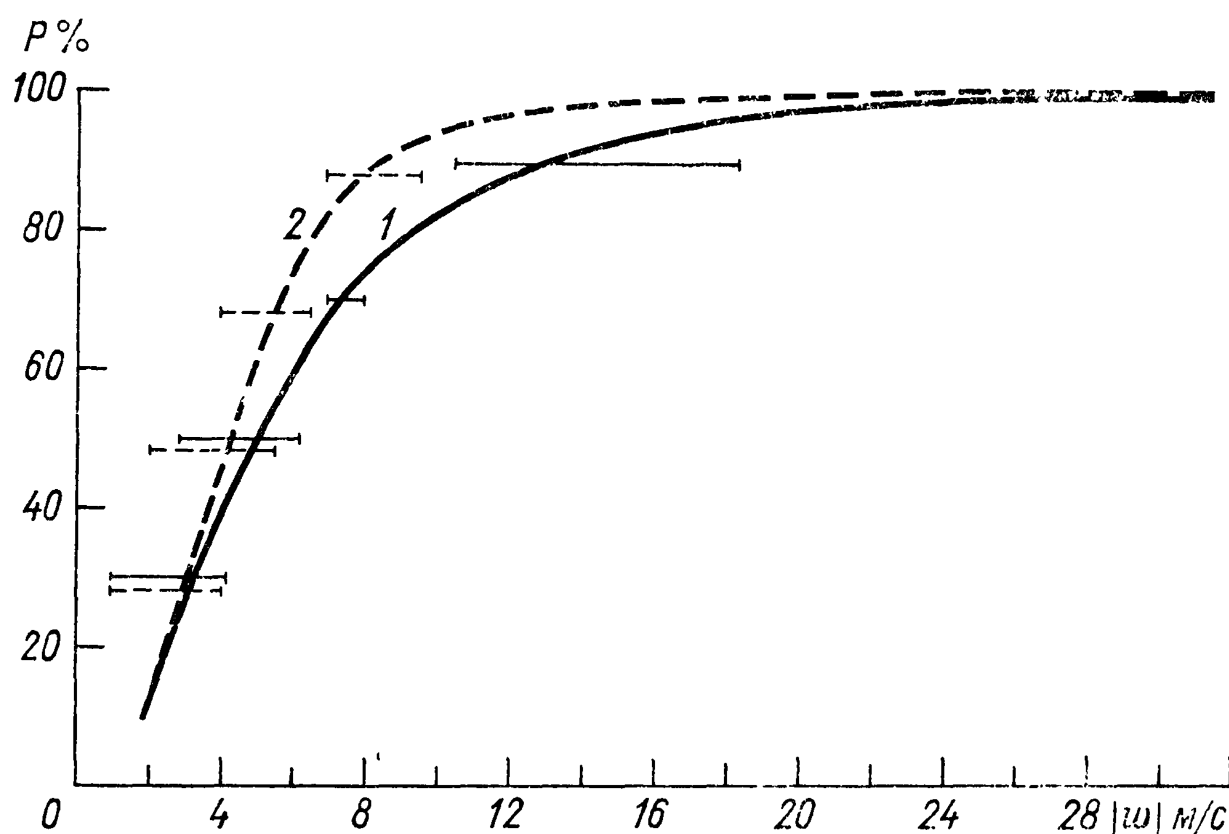


Рис. 5.3.3. Накопленная повторяемость значений $|w_i|$ внутри Cb.

1) $w_i > 0$, 2) $w_i < 0$; горизонтальные отрезки — разброс данных, приводимых различными исследователями.

Медианные значения w внутри грозовых и градовых Cb на 2—3 м/с больше, чем в ливневых. Максимальные значения w в наиболее крупных грозовых и градовых Cb могут превышать 50 м/с [10, 15]. В ливневых Cb $w_{max} \approx 30\ldots 40$ м/с. Наибольшие значения w локализуются в середине или в верхней трети Cb.

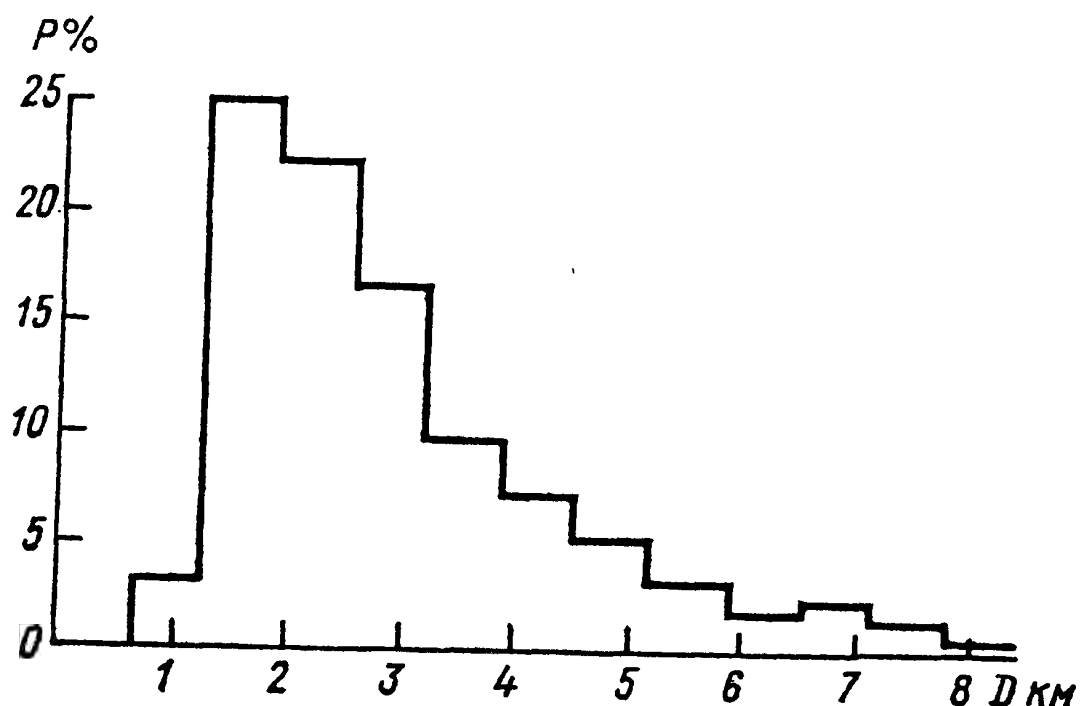


Рис. 5.3.4. Плотность распределения горизонтальных размеров D вертикальных конвективных потоков в ливневых Cb.

Внутри Cb наряду с областями, где $w > 0$, имеются и участки с $w < 0$ [14, 15, 18]. Самый мощный нисходящий поток расположен в области выпадения осадков и, по-видимому, инициируется и поддерживается ими. Более слабые нисходящие движения имеют компенсационное происхождение или вызываются испарением облачных частиц вблизи границ Cb. В среднем скорости восходящих потоков внутри Cb на 1—3 м/с больше скорости нисходящих.

Данные о горизонтальных размерах (D) внутриоблачных вертикальных потоков в нижних двух третях Cb приведены на рис. 5.3.4 [10, 15]. Поскольку кривые повторяемостей значений D для случаев с $w > 0$ и $w < 0$ близки друг к другу, рисунок построен без разделения на восходящие и нисходящие потоки. С высотой значения D несколько увеличиваются.

В не очень крупных ливневых Cb значение D в среднем в 1,5—2 раза меньше, чем в мощных Cb, и почти втрое меньше, чем в облаках ураганов.

Кривые плотности распределения индивидуальных значений w_i и D_i имеют положительную асимметрию и удовлетворительно аппроксимируются гамма-распределениями [10]: для скорости восходящих потоков

$$f(w_i) = 3{,}85\,(w_i/5)^{k-1}\,e^{-\lambda\,(w_i-5)}, \qquad (5.3.1)$$

где $k = 2{,}76$, $\lambda = 0{,}35$ м$^{-1}\cdot$с и w_i — в м/с;

для скорости нисходящих потоков

$$f(w_i) = 46{,}5\,(w_i/4{,}8)^{k-1}\,e^{-\lambda\,(w_i-4{,}8)}, \quad (5.3.2)$$

где $k = 5{,}42$, $\lambda = 0{,}92$ м$^{-1}$·с;

для горизонтальных размеров вертикальных потоков

$$f(D_i) = 25{,}5\,(D_i/0{,}18)^{k-1}\,e^{-\lambda\,(D_i-0{,}18)}, \quad (5.3.3)$$

где $k = 3{,}51$, $\lambda = 13{,}94$ км$^{-1}$, D_i — в км.

Коэффициенты эксцесса (E_x) и асимметрии (A_s) имеют следующие значения:

— для потоков, в которых $w_i > 0$, $E_x = 3{,}45$, $A_s = 1{,}3$;
— для потоков, в которых $w_i < 0$, $E_x = 4{,}83$, $A_s = 1{,}59$;
— для значений D_i (независимо от знака w_i) $E_x = 1{,}18$, $A_s = 1{,}26$.

Сбоку от вершин Cb воздух оседает $|\bar{w}_i| \approx 0{,}5$—$1{,}5$ м/с; на отдельных участках могут наблюдаться и восходящие движения ($w_i \approx 0{,}5$—$1{,}0$ м/с). Суммарная площадь, внутри которой $\bar{w}_i < 0$, в облаках и вне их в 2—3 раза превышает площадь восходящих потоков.

Если в атмосфере вертикальные градиенты скорости ветра $\partial u/\partial z$ велики, то поле w_i вокруг Cb асимметрично и на участке длиной в несколько D перед передним по направлению переноса краем облака возникают волнообразные вертикальные движения с $\lambda \approx D$ [14, 15].

Перед передней частью подоблачного нисходящего потока воздух около поверхности Земли поднимается, т. е. происходит вынужденный подъем воздуха со скоростью до 5—7 м/с.

Под тыловой частью Cb — там, где выпадают осадки, скорость нисходящего движения наибольшая. Она возрастает с усилением осадков и может первышать 10 м/с. Область, где $\bar{w} < 0$, часто занимает бо́льшую часть подоблачного участка и простирается вплоть до подстилающей поверхности. Уровень, где $|w_i| \approx |w_{i,\max}|$, приподнят над поверхностью на несколько десятков метров; непосредственно у поверхности Земли нисходящий поток тормозится и растекается в стороны.

В слое толщиной в несколько десятков (реже сотен) метров над Cb $w_i < 0$. Лишь над центром вершин растущих и зрелых Cb $\bar{w} > 0$. После перехода Cb в стадию диссипации значения $\bar{w}$ в околооблачной зоне убывают.

5.3.4. Вовлечение в конвективные облака

Внутри Cu, Cb значения температуры, водности и других физических параметров не совпадают со значениями, которые наблюдались бы при адиабатичности развития облаков. Причиной этого служит так называемое «вовлечение» — проникновение внутрь облака относительного сухого воздуха из окружающей атмосферы. Благодаря вовлечению облачные частицы частично или полностью испаряются, из-за чего, в частности, уменьшаются температура, водность и сила плавучести, а значит, и возможная толщина Cu(Cb).

Вовлечение может быть компенсационным и турбулентным. Компенсационное (упорядоченное) вовлечение обусловлено необходимостью сохранения неразрывности конвективного потока на участках с $\partial w_i/\partial z > 0$.

В слоях, где $\partial w_i/\partial z < 0$, вместо вовлечения происходит истечение воздуха из облака.

Турбулентное вовлечение происходит во всех частях облака. Чрезвычайно большую роль играет турбулентное вовлечение через верхнюю кромку Cu и Cb. «Сухие» турбулентные «моли», попадая в облако, охлаждаются из-за испарения в них капель (кристаллов) и, становясь более плотными, опускаются вниз, пронизывая значительную часть облачной толщи и даже облако целиком [1, 15]. Толщина слоя, из которого воздух вовлекается благодаря турбулентности внутрь вершины, составляет 200—300 м.

Упорядоченное вовлечение, по-видимому, играет наибольшую роль в облаках глубокой конвекции, а турбулентное — в более мелких облаках. Какой бы ни был механизм вовлечения, вовлеченный воздух, попав внутрь вертикальных конвективных потоков, в дальнейшем может перемещаться в них вверх или вниз на сотни или даже более метров. Кроме того, благодаря внутриоблачной турбулентности он постепенно перемешивается с окружающим. В среднем, чем дальше от границ Cu(Cb), тем меньше облачный воздух разбавлен вовлеченным. В центральной (в плане) части наиболее крупных Cb значения физических параметров облака остаются близкими к адиабатическим [13, 15].

Количественной мерой интенсивности вовлечения служит коэффициент («скорость») вовлечения

$$\mu_z = \frac{1}{m}\,\frac{dm}{dz}, \quad (5.3.4)$$

где m — масса воздуха, втекающая внутрь облака на участке толщиной dz. Если одновременно с втеканием происходит и истечение воздуха (ситуация, наиболее типичная для турбулентного вовлечения), то $dm = dm^+ - dm^-$, где m^+ — масса втекающего, а m^- — вытекающего воздуха.

Согласно лабораторным исследованиям, если конвективные элементы (термики) имеют форму струй, то $\mu_z \approx 0{,}2\,R^{-1}$ (R — радиус термика). Если поток состоит из конвективных «пузырей», то $\mu_z = 0{,}6R^{-1}$. Эти выводы верны и для сухих, и для облачных термиков [1, 15].

В табл. 5.3.2 приведены характерные значения μ_z для Cu и Cb.

Таблица 5.3.2

Порядок величин μ_z в кучевообразных облаках разной мощности

Вид облаков	μ_z м$^{-1}$
Cu hum. — Cu med.	10^{-3}
Cu cong.	10^{-4}
Cb	10^{-4}—10^{-5}

5.3.5 Турбулентность в слоистообразных и волнистообразных облаках

Характерной особенностью турбулентности в слоистообразных (Ns, As, Cs) и волнистообразных (Sc, Ac, Cc) облаках является ее перемежаемость. Квазиламинарные участки, где пульсации скорости не превышают 0,1 м/с, перемежаются с турбулентными, на которых u', $w' \geqslant 0{,}1$ м/с. Средняя протяженность турбулентных ($\bar{l}_i$) и квазиламинарных ($\bar{\lambda}_j$) участков, а также коэффициент турбулентного заполнения $\alpha = l/(l+\lambda)$, где $l = \sum_i l_i$, $\lambda = \sum_j \lambda_j$, представлены в табл. 5.3.3.

Таблица 5.3.3

Параметры перемежаемости турбулентности в облаках

Параметр	Форма облаков							
	As — Cs	Ns — As	As	Cs	Ns — Sc	Sc	Ac	КЗ *
$\bar{l}_i$ км	20	20	20	30	20	20	20	20
$\bar{\lambda}_j$ км	60	70	30	30	10	10	10	0
$\bar{\alpha}$	0,2	0,2	0,4	0,5	0,7	0,8	0,9	1,0

* К конвективным зонам (КЗ) относились области «затопленных конвективных ячеек».

Внутри турбулентных участков распределение вертикальной и горизонтальной компонент пульсаций приближенно описывается нормальным законом с нулевым средним значением:

$$\varphi_k(u'_{i,k}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_{u'_{i,k}}}\exp\left(-\frac{u'^2_{i,k}}{2\sigma^2_{u'_{i,k}}}\right). \quad (5.3.5)$$

Для всех турбулентных зон в целом среднее значение $\bar{\sigma}_{u'_{i,k}}$ определялось по формуле

$$\bar{\sigma}_{u'_{i,k}} = \left(\frac{\sum_k \sigma^2_{u'_{i,k}}\, l_k}{\sum_k l_k}\right)^{1/2}. \quad (5.3.6)$$

Внутри одного и того же облака стандартные значения пульсаций $\sigma^*_{u',w'}$ от одного участка облака к другому меняются в широких пределах (иногда в 5—10 раз). Наиболее велики пульсации внутри КЗ.

В табл. 5.3.4 приведены характеристики турбулентности в облаках различных форм.

* Индекс в форме u', w' (например, $\sigma_{u',w'}$, $S_{u',w'}$ и т. д.) используется в случаях, когда рассматриваемая статистическая характеристика относится и к горизонтальным, и к вертикальным пульсациям.

Таблица 5.3.4

Средние значения параметров турбулентности в турбулентных зонах слоистообразных и волнистообразных облаков [10]

Параметр	Форма облаков							
	As — Cs	Ns — As	As	Cs	Ns — Sc	Sc	Ac	КЗ
$\bar{\sigma}_{u',\,w'}$ м/с	0,2	0,2	0,2	0,2	0,3	0,4	0,4	0,6
$\varkappa = (\overline{\sigma_{w'}/\sigma_{u'}})$	—	0,85	0,85	0,90	—	0,95	0,95	1,10
K м²·с⁻¹	—	12	12	12	—	21	21	29
ε см²·с⁻³	—	4	4	4	—	11	11	39

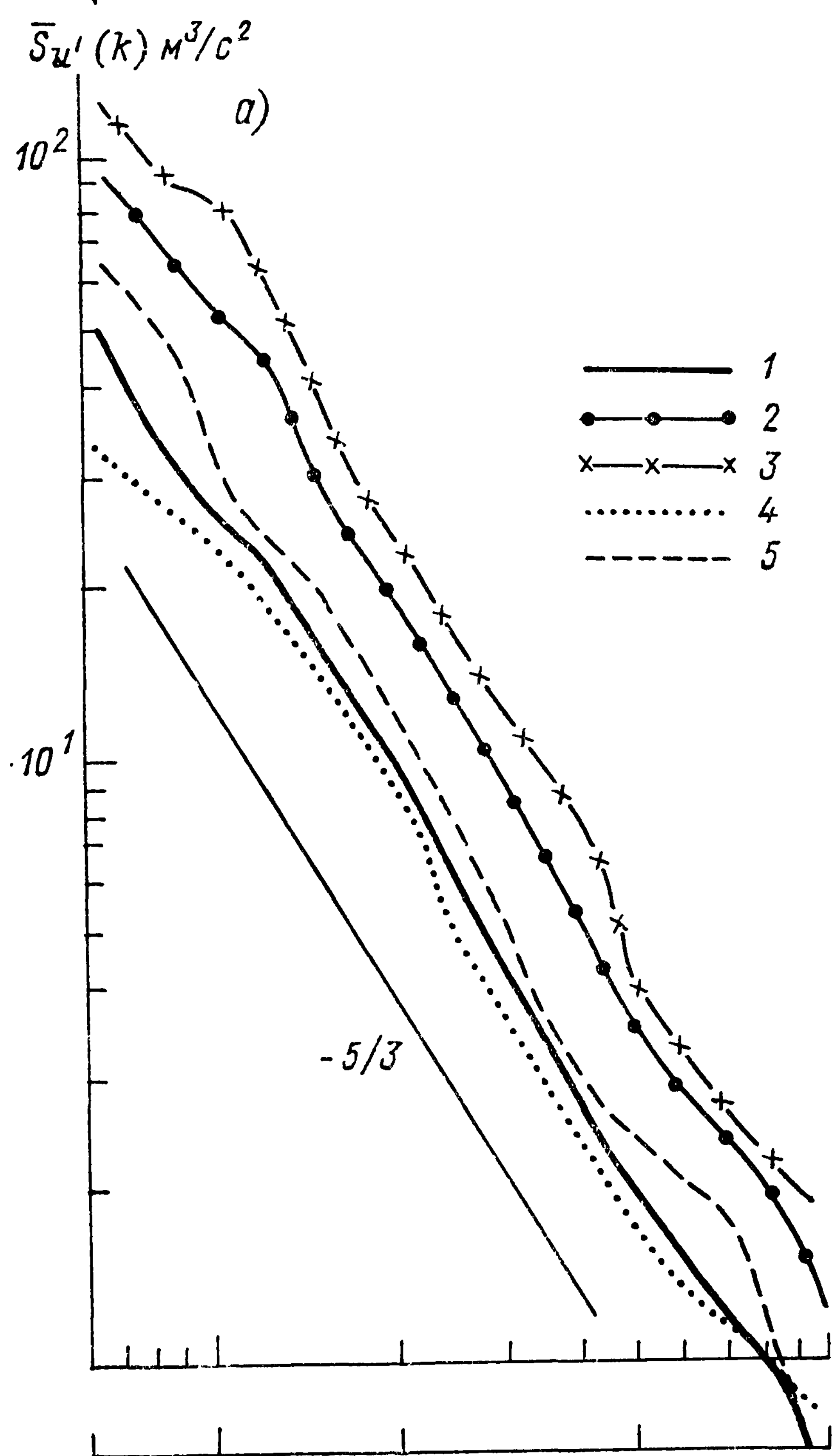
Примечание. K — коэффициент турбулентности, ε — скорость диссипации энергии турбулентности (о методике оценок K и ε см. главу 10).

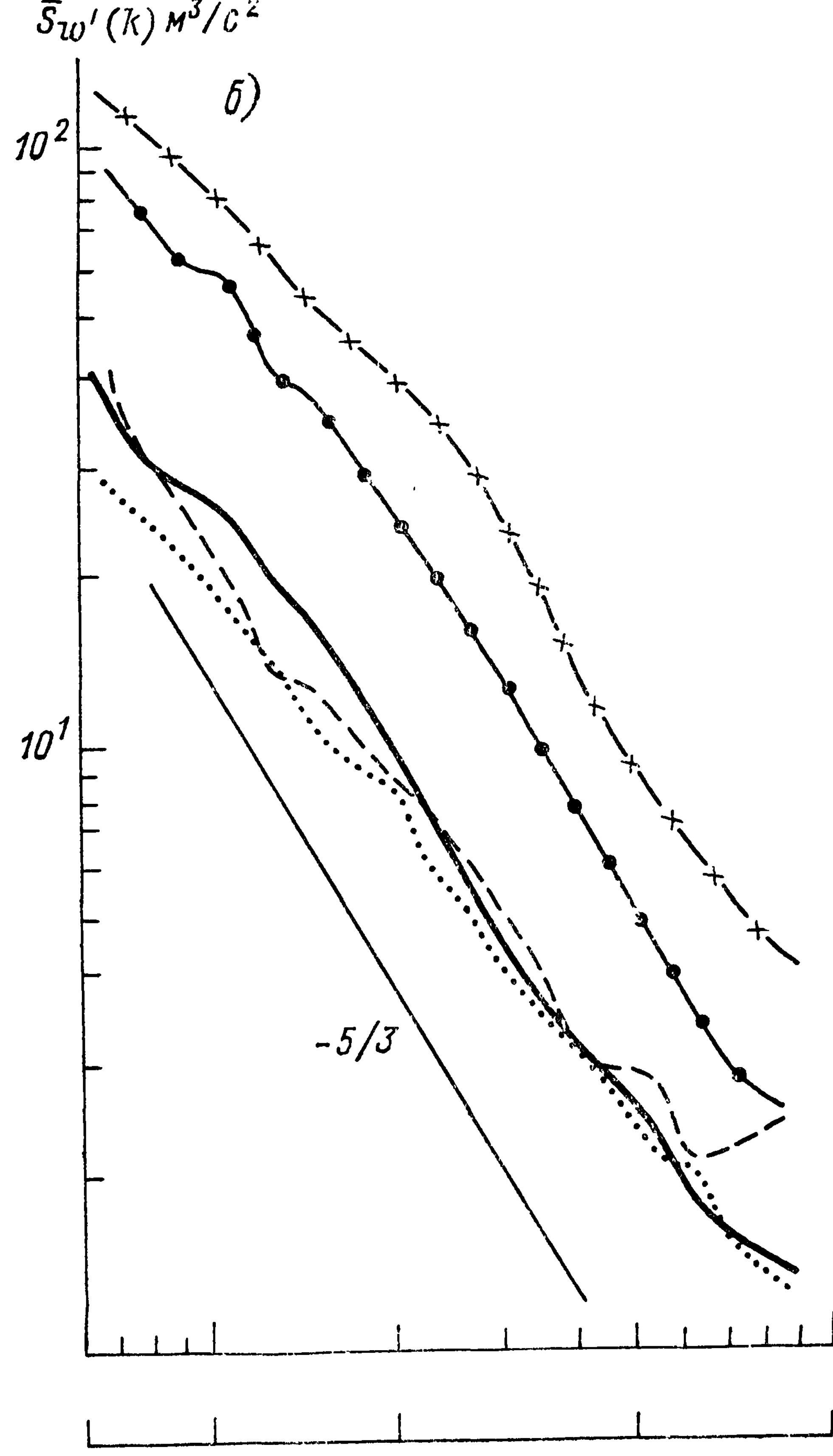
Из табл. 5.3.4 видно, что в волнистообразных облаках турбулентность гораздо более интенсивна, чем в слоистообразных.

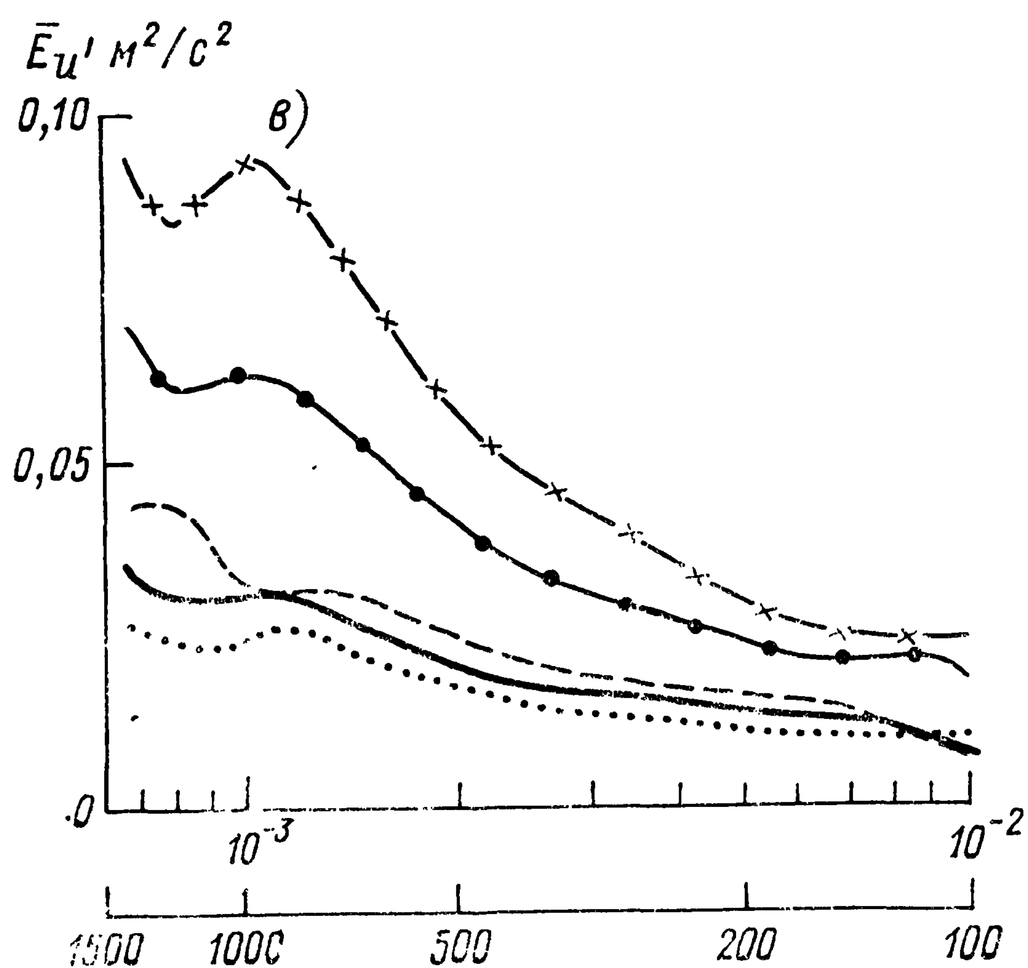
5.3.6. Спектральная структура пульсаций в слоистообразных и волнистообразных облаках

На рис. 5.3.5 приведены кривые средней спектральной плотности пульсаций $S_{u',\,w'}(k)$ и соответствующие им энергетические спектры $E_{u',\,w'}(k)$. Видно, что в диапазоне λ от 200 до 800—900 м ход $S_{u',\,w'}$ близок к «закону —5/3» (см. главу 10). Отклонения от него при малых λ имеют вычислительное происхождение.

На спектрах $E_{u',\,w'}(k)$, относящихся к КЗ, Sc и Ac, при $\lambda > 500$ м для w' и $\lambda > 800$ м для u' видны «плато» или







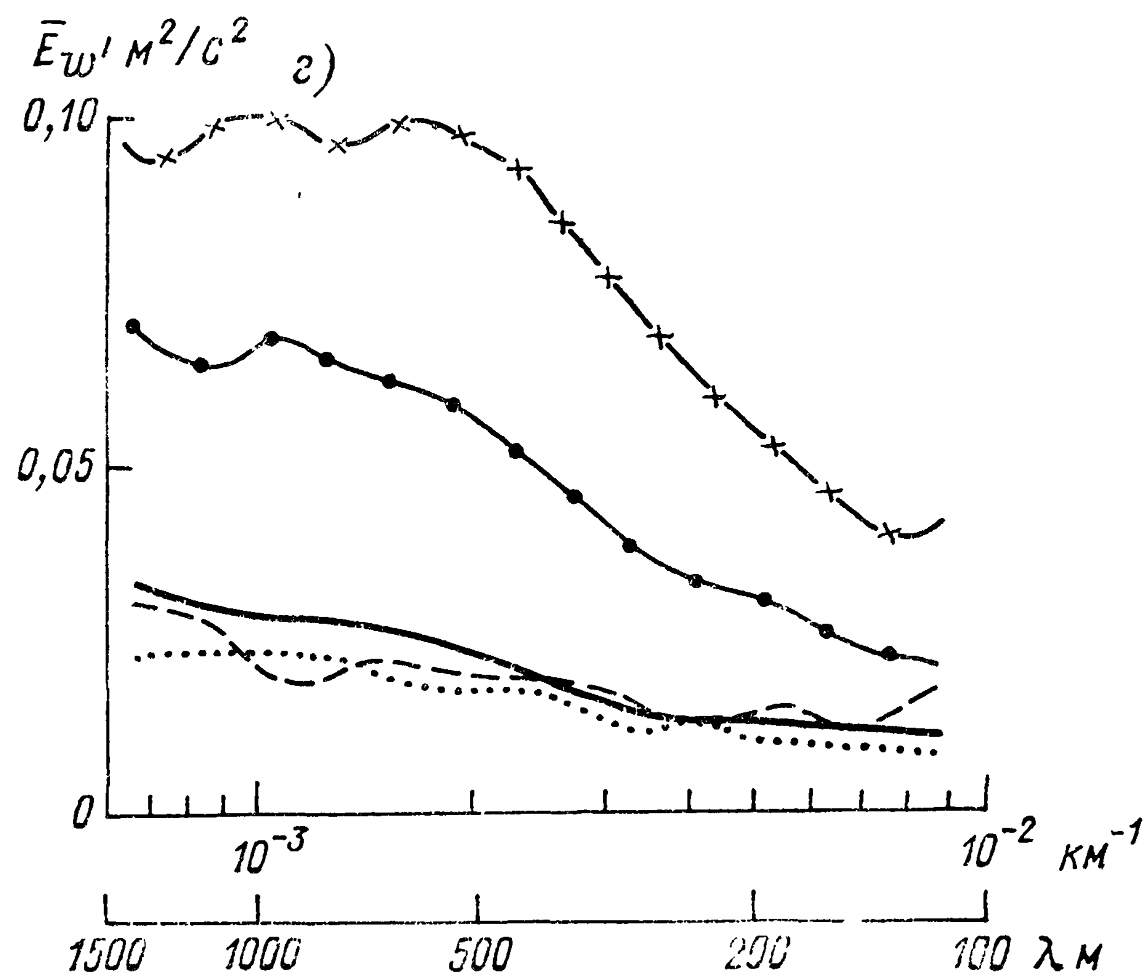


Рис. 5.3.5. Спектральная плотность $\bar{S}(k)$ и энергетические спектры $E(k)$ горизонтальных (*а*, *в*) и вертикальных (*б*, *г*) пульсаций скорости ветра.

1 — вне облаков; *2* — в Sc, Ac; *3* — в слоистообразных облаках с затопленной конвекцией; *4* — в Ns, As; *5* — в Cs, Ci.

даже локальный максимум. Возможно, они обусловлены влиянием конвекции, благодаря которой, наряду с крупномасштабным источником кинетической энергии пульсаций, появляется новый — мезомасштабный. В КЗ это преимущественно неупорядоченная конвекция, а в Sc, Ac — двумерная ячейковая [9]. Усиление турбулентности в Sc, Ac может быть связано и с потерей устойчивости коротких гравитационных волн.

Характеристики турбулентности во фронтальных и нефронтальных St, Sc, Ac приблизительно одинаковы.

5.3.7. Турбулентность внутри Cu, Cb и в их окрестностях

Амплитуды горизонтальных и вертикальных пульсаций внутри Cu и Cb достигают 15—20 м/с, т. е. очень велики, что

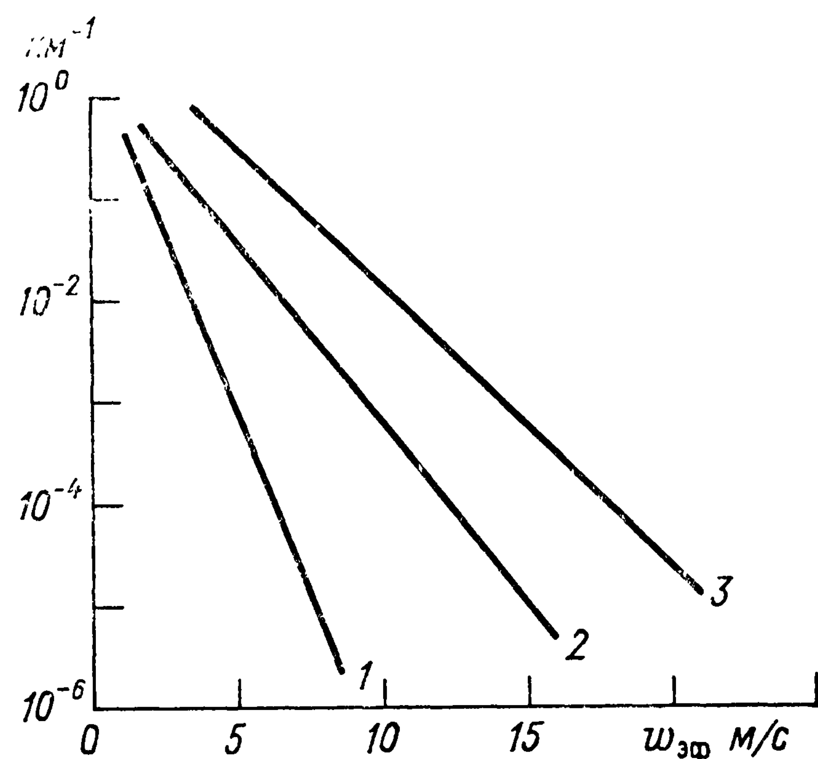


Рис. 5.3.6. Число порывов (км$^{-1}$), скорость которых превышает заданную.

1 — ясное небо, *2* — в Cu, *3* — в Cb.

видно из рис. 5.3.6, на котором приведены данные о среднем числе вертикальных пульсаций, приходящемся на 1 км пути, со скоростями, превышающими заданные значения. В качестве меры w' использованы эффективная вертикальная скорость порывов $w_{эф}$ (см. главу 10).

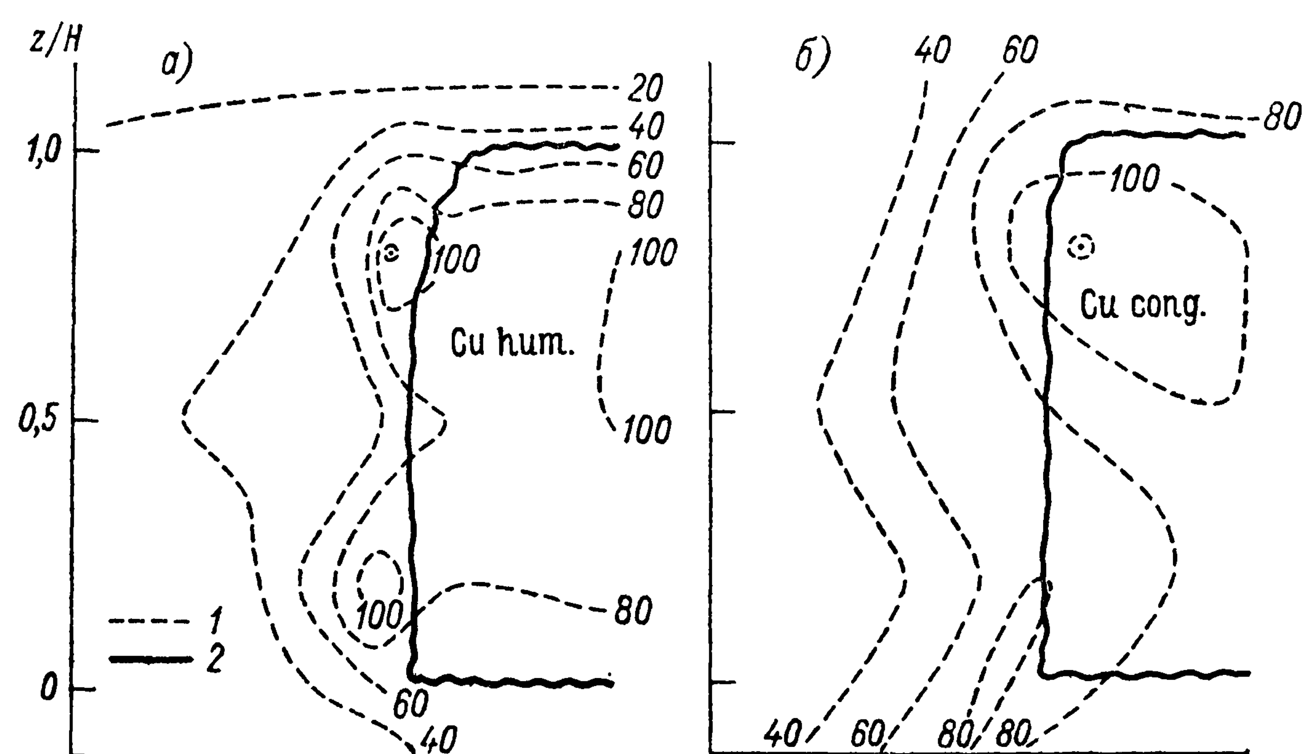


Рис. 5.3.7. Пространственное распределение значений K (м^2/с) в зоне Cu hum. (*а*) и Cu cong (*б*).

1 — изолинии K, *2* — граница облака.

Коэффициенты турбулентного заполнения α в Cu и Cb очень велики. В Cu $\alpha \approx 0,8...1,0$, т. е. воздух турбулизован почти везде, а в Cb $\alpha \approx 0,6... 0,8$, так как в осевой части крупных восходящих потоков течение зачастую квазиламинарно. Кривые плотности распределения u', w' внутри Cu и в их окрестностях близки к нормальным.

В табл. 5.3.5 указаны ориентировочные значения статистических характеристик турбулентности в разных частях зоны Cu, Cb. За меру порывистости приняты значения $\delta_{u', w'} = \sigma_{u', w'}/v$, где v — компонента средней скорости потока относительно облака; $\varkappa = \overline{\sigma_{w'}/\sigma_{u'}}$ — мера анизотропии скоростей пульсаций, K — коэффициент турбулентности (пространственное распределение K внутри Cu показано на рис. 5.3.7).

Таблица 5.3.5 составлена по экспериментальным данным (см. [10, 15]), причем статистическая обеспеченность оценок для Cu гораздо больше, чем для Cb, поскольку измерений в последних намного меньше. Чертой сверху обозначено осреднение по горизонтальному сечению облака. Участки «сбоку» отстоят от границы Cu, Cb менее чем на $D/2$. К случаям «над» и «под» Cu, Cb отнесены прилегающие к облаку слои толщиной в несколько десятков метров.

Таблица 5.3.5

Характерные значения параметров турбулентности в зонах Cu и Cb

Параметр	Cu			
	Внутри	Сбоку	Над	Под
$\bar{\sigma}_{u', w'}$ м/с	1,0	0,4	0,2	0,6
$\bar{\alpha}$ %	90	20	10	60
$\delta_{u', w'}$	0,6	1,0	0,8	1,0
	1,3	0,9	0,6	1,0
$\bar{K}$ м^2·с$^{-1}$	70	30	30	50
$\bar{\varepsilon}$ см^3·с$^{-3}$	3·10^2	2·10	2·10	1·10^2

Параметр	Cb			
	Внутри	Сбоку	Над	Под
$\bar{\sigma}_{u', w'}$ м/с	4,0	0,7	0,6	0,9
$\bar{\alpha}$ %	80	20	20	70
$\delta_{u', w'}$	0,4	0,7	0,6	0,5
	1,2	0,8	0,6	1,0
$\bar{K}$ м^2·с$^{-1}$	150	40	50	100
$\bar{\varepsilon}$ см^3·с$^{-3}$	3·10^2	4·10	1·10^2	8·10

Приведенные сведения для Cu наиболее типичны для Cu med. и небольших Cu cong. Данные для Cb относятся к крупным ливневым облакам умеренных широт. Для слабо развитых по вертикали Cb следует использовать значения соответствующих характеристик, промежуточные между оценками для Cu и Cb.

Разброс индивидуальных значений $\sigma_{u', w'}$, K, ε от облака к облаку и на разных участках внутри одного и того же облака достигает одного-двух порядков. Особенно велик он в мультиячейковых Cb. Чаще всего значения $\sigma_{u', w'}$, ε и K максимальны в растущих и зрелых облаках и минимальны в начальной и конечной фазах развития Cu, Cb.

5.3.8. Спектральная структура пульсаций в Cu, Cb

Внутри Cu, Cb средний тангенс угла наклона кривых $S_{u', w'}(k)$ к оси абсцисс для значений λ от нескольких сотен метров до 1—3 км в дважды логарифмических координатах приблизительно равен 1,7, т. е. выполняется «закон —5/3». Сбоку и над Cu, Cb спектральная плотность увеличивается с ростом λ быстрее, чем по этому закону (рис. 5.3.8).

На энергетических спектрах $E_{u', w'}(k)$ часто заметны основной и два вторичных локальных максимума. На кривых, относящихся к Cu, основной максимум расположен около $\lambda = 0,4... 0,6$ км, а на кривых, относящихся к Cb — около $\lambda = 0,6$—$1,0$ км. Вторичные максимумы в обоих случаях локализуются около $\lambda = 100... 200$ м и $\lambda = 1... 3$ км.

Основной максимум соответствует характерному размеру термиков и виден даже на средних спектрах. Вторичные максимумы при осреднении сглаживаются. Это вызвано тем,

что они выражены менее резко, чем основной, и, кроме того, длины волн, на которых они наблюдаются, не всегда точно совпадают.

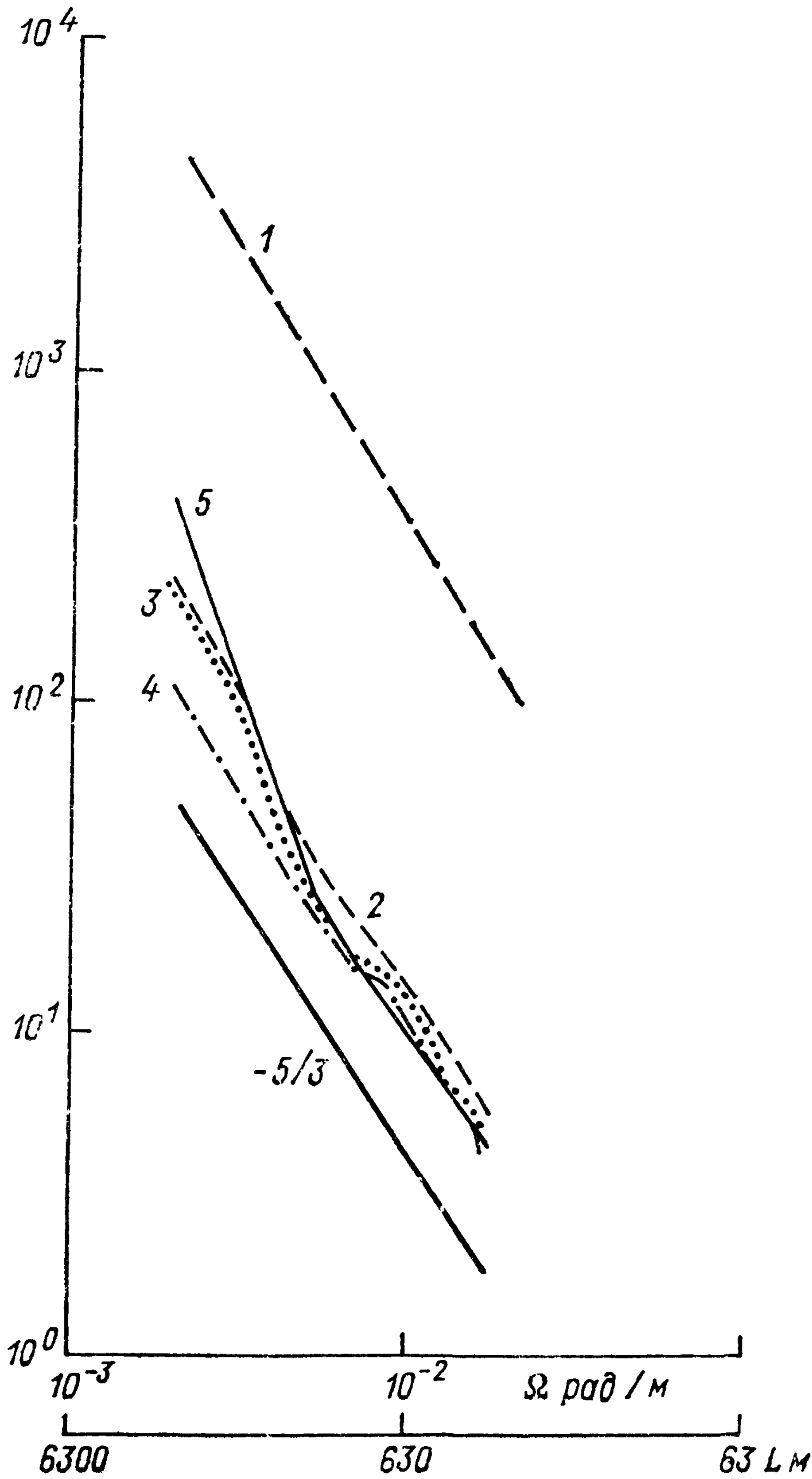


Рис. 5.3.8. Спектральная плотность вертикальных пульсаций в зоне Cb.

1 — внутри верхней трети Cb, *2* — на расстоянии от нескольких десятков до сотен метров под верхней границей Cb, *3* — в слое 0—200 м над Cb, *4* — на расстоянии 0—500 м от боковой границы Cb, *5* — в осадках под Cb.

$N_i = 1$ л$^{-1}$ и $Q = 0{,}1$ г/м^3 время оледенения τ превосходит 5 ч, а при $N_i = 10^2$ л$^{-1}$ это время уменьшается до 10—20 мин. При нисходящих движениях τ резко убывает, а при восходящих — возможны ситуации, когда смешанное облако будет существовать довольно долго. Во всяком случае облако остается смешанным на тех участках, где

$$\mu = \frac{2u_z}{\delta N_i \bar{a}} > \mu_0 (p, \theta).$$

Здесь u_z — скорость восходящего движения; $\delta = 0{,}6 \pm 0{,}2$ — фактор формы, зависящий от формы кристаллов и способа определения их размера a. Значения $\mu_0(p, \theta)$ и номограмма для определения ситуаций, когда $\mu > \mu_0$, представлены на рис. 5.4.2. В частности, при $\theta = -25$ °C и $p = 800$ гПа, если $\delta N_i \bar{a} \leqslant 6$ м$^{-2}$ (например, при $\bar{a} = 60$ мкм и $N_i = 100$ л$^{-1}$), то смешанное облако будет существовать уже при скорости подъема $u_z > 0{,}2$ м/с.

Если под капельным, кристаллическим или смешанным облаком понимать облако, целиком состоящее из капель,

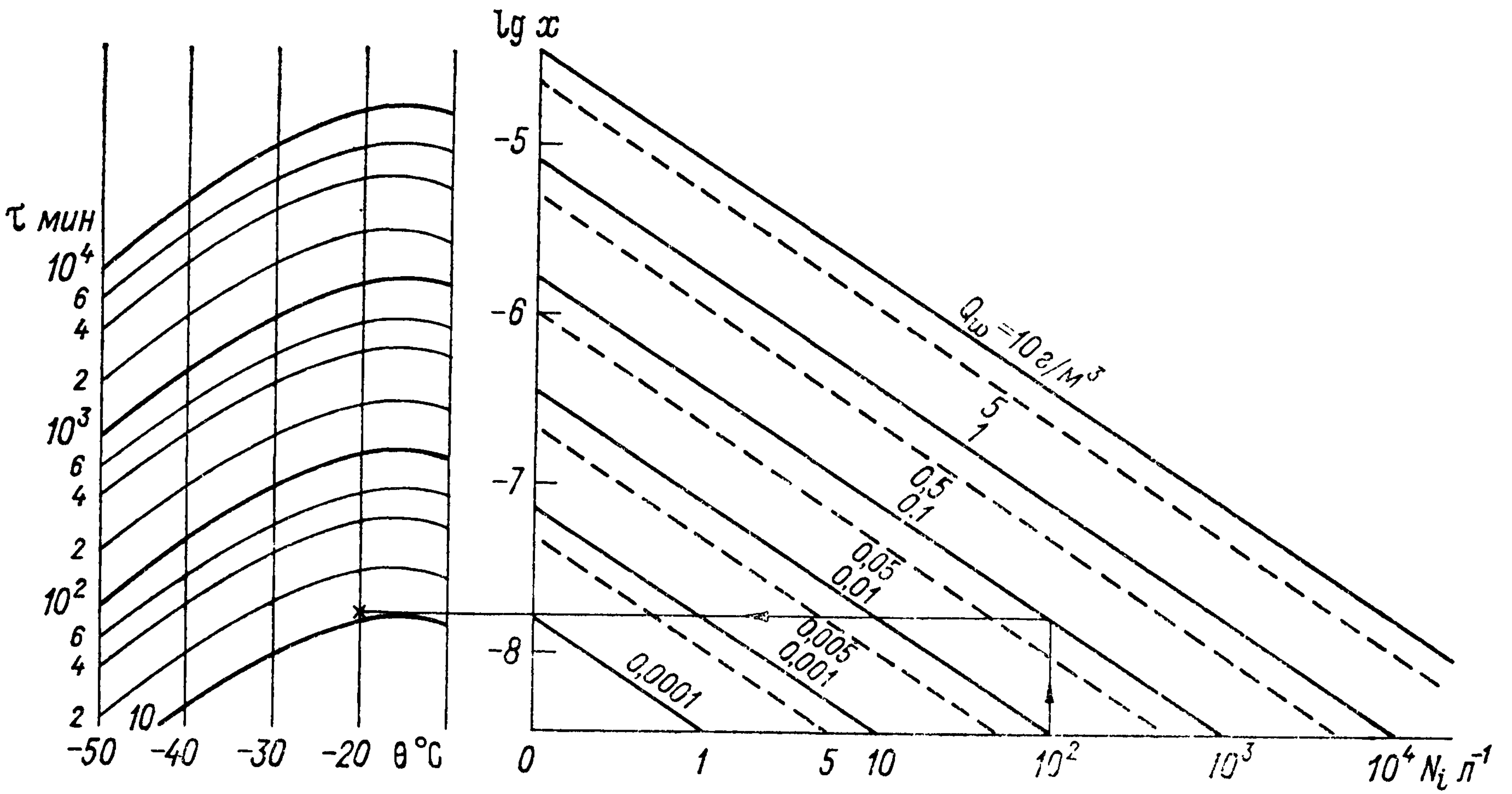


Рис. 5.4.1. Номограммы для оценки времени (τ) перехода смешанного облака с капельной водностью Q_w (г/м^3) в кристаллическое при отсутствии вертикальных потоков и концентрации кристаллов N_i (л$^{-1}$) [10].

Например, $N_i = 10^2$ л$^{-1}$, двигаясь по вертикали до наклонной прямой, соответствующей $Q_w = 0{,}1$ г/м^3, и далее по горизонтали до вертикальной линии, соответствующей температуре $\theta = -20$ °C, находим, что время оледенения облака τ при указанных условиях составляет около 10 мин.

5.4. МИКРОСТРУКТУРА ОБЛАКОВ

5.4.1. Фазовое строение облаков

При положительных температурах облака состоят из капель воды. Капли нередко присутствуют в них и при довольно низких отрицательных температурах, во всяком случае вплоть до —40 °C. При отрицательных температурах облака могут быть капельными, кристаллическими или смешанными, т. е. состоящими из капель и кристаллов. По фазовой структуре облака чрезвычайно разнообразны. Например, одна часть облака может быть капельной, другая — смешанной, третья — кристаллической. Эти части могут быть расположены в разных слоях по высоте или разнесены по горизонтали. Разными могут быть количественные соотношения капель и кристаллов. В процессе эволюции облака его фазовое строение может претерпевать разнообразные изменения. Активность микрофизических процессов в облаках и процесс формирования осадков во многом зависит от их фазового строения. Наиболее активны смешанные облака, наиболее пассивны кристаллические.

Смешанные облака неустойчивы, кристаллы растут и при отсутствии восходящих потоков, а капли испаряются или замерзают, и облака переходят в кристаллические. Скорость оледенения того или иного участка облака зависит от концентрации кристаллов N_i, температуры θ и водности Q. По номограмме на рис. 5.4.1 довольно просто оценить время кристаллизации облака, если отсутствуют вертикальные движения и известны перечисленные параметры [10]. Так, при

кристаллов или содержащее и то и другое соответственно, то повторяемость того или иного состояния зависит прежде всего от температуры. Если не учитывать вертикальные движения, то о вероятности фазового состояния того или иного участка облака можно судить по данным [4], приведенным на рис. 5.4.3.

Сопоставив температурный режим облаков (см. п. 5.2.6) с данными, представленными на рис. 5.4.3, можно понять табл. 5.4.1.

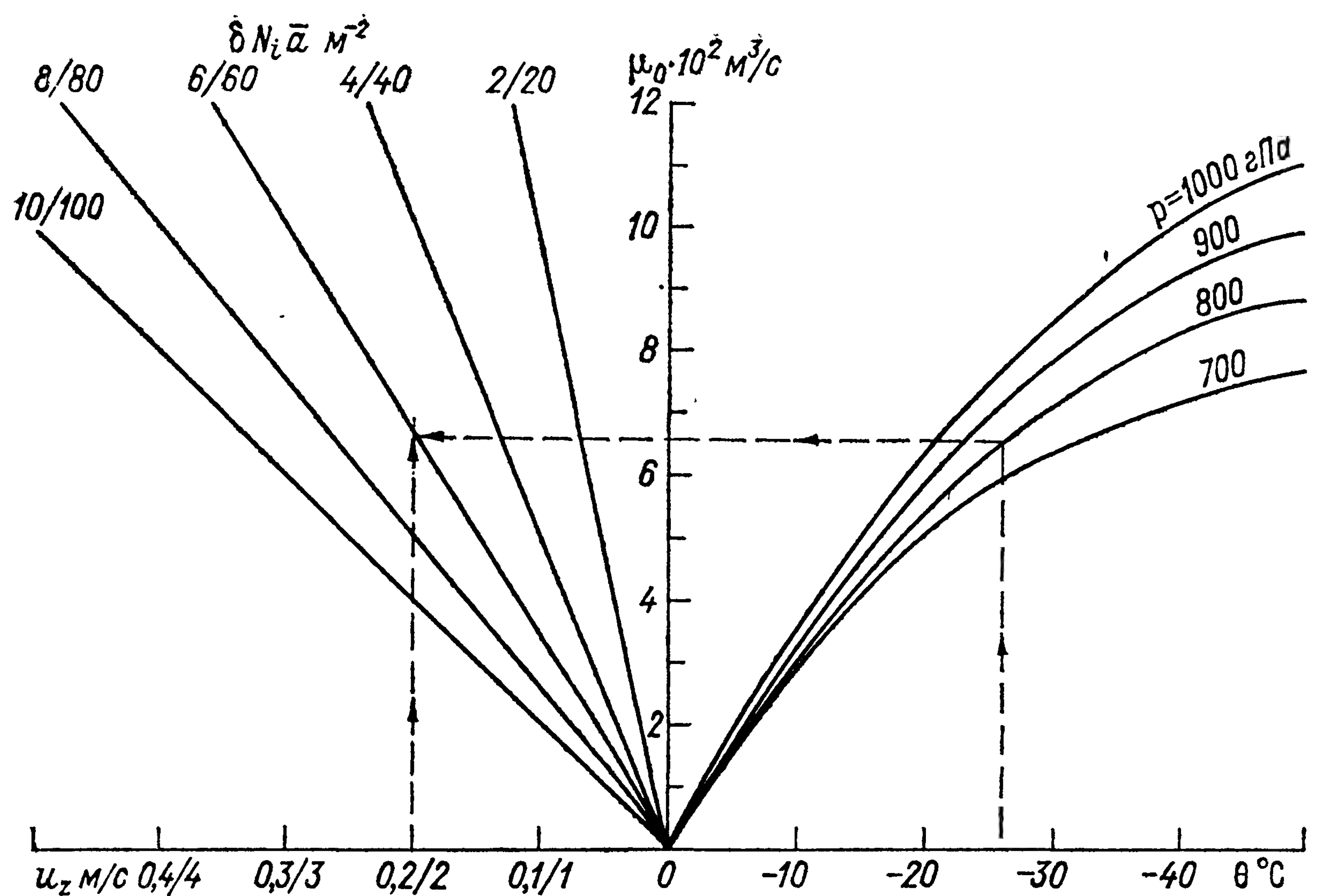
Таблица 5.4.1

Среднегодовая повторяемость (%) фазового состояния облаков умеренных широт [4]

Сезон	Фазовое состояние	Форма облаков St	Sc	Ns	Ac	As
Лето	Капельное	99,5	98,8	29	80	44
	Смешанное	0,5	1,2	71	17	40
	Кристаллическое	0	0	0	3	16
Зима	Капельное	85	73	13	44	15
	Смешанное	14	24	84	44	36
	Кристаллическое	1	3	3	12	49
Год	Капельное	89	83	17	62	24
	Смешанное	10	16	81	30	36
	Кристаллическое	1	1,5	2	7	40

Рис. 5.4.2. Номограмма для определения возможности существования смешанного облака при температуре θ (°C), скорости восходящего движения u_z (м/с) и суммарной протяженности кристаллов в единице объема облака $\delta N_i \overline{a}$ (м$^{-2}$).

Числитель и знаменатель на шкале $\delta N_i \overline{a}$ соответствуют числителю и знаменателю на шкале u_z. Например, при $\theta = -25$ °C и $p = 800$ гПа для устойчивого существования смешанного облака необходимо, чтобы при скорости подъема $u_z = 0{,}2$ м/с произведение концентрации на средний размер кристаллов ($\delta N_i \overline{a}$) не превышало 6 м$^{-2}$, а при скорости 2 м/с — соответственно не превышало 60 м$^{-2}$. Таким образом, в первом случае в 1 л было, например, не более 100 частиц размером $\overline{a} = 60$ мкм, а во втором — не более 1000 таких частиц.



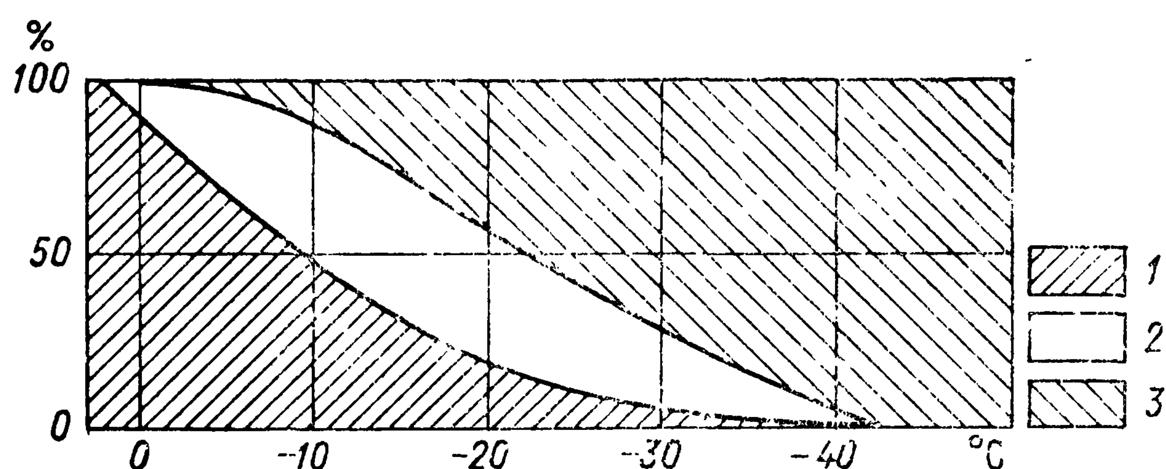


Рис. 5.4.3. Повторяемость (%) различного фазового состояния облаков при разной температуре [4].

1 — капельные облака, 2 — смешанные, 3 — кристаллические.

5.4.2. Концентрация и спектр размеров облачных капель

В атмосфере всегда присутствуют инородные частицы, концентрация которых может достигать 10^4 и даже 10^5 см$^{-3}$.

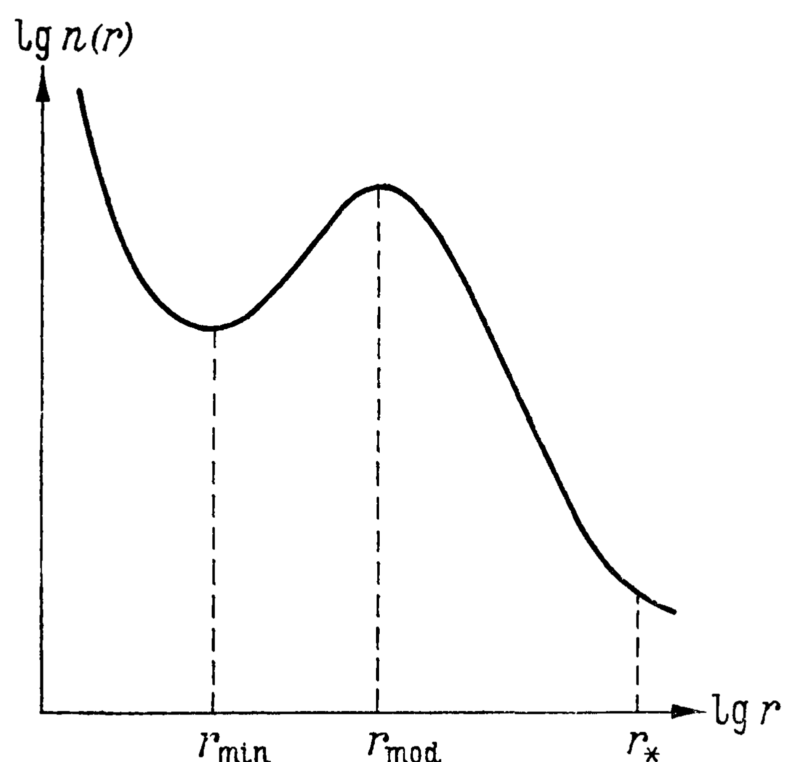


Рис. 5.4.4. Характерная форма локального спектра размеров капель в облаках.

Многие из них целиком или частично состоят из гигроскопических веществ, и поэтому, когда влажность увеличивается и приближается к 100 % над водой, эти частицы становятся ядрами конденсации, увлажняются и превращаются в капли растворов. Когда влажность становится выше 100 %, наиболее крупные из обводненных ядер конденсации (ЯК) продолжают укрупняться. В результате формируется спектр размеров капель, типичный вид которого показан на рис. 5.4.4.

Капли радиусом $r < r_{\min}$ находятся в облаке в равновесном состоянии; они практически не растут и не испаряются, оставаясь обводненными ЯК. В облаках $r_{\min}$ обычно лежит в пределах 0,2—1,5 мкм. Капли радиусом $r > r_{\min}$ называются собственно облачными каплями. Наиболее вероятный их размер r_{mod} в капельных облаках заключен чаще всего в пределах 3—7 мкм, а в смешанных — от 1,5—2 до 3—5 мкм. Величина r_* на рис. 5.4.4 — это такой радиус капель, что концентрация более крупных капель $N(r > r_*) = \int_{r_*}^{\infty} n(r)\,dr$ не

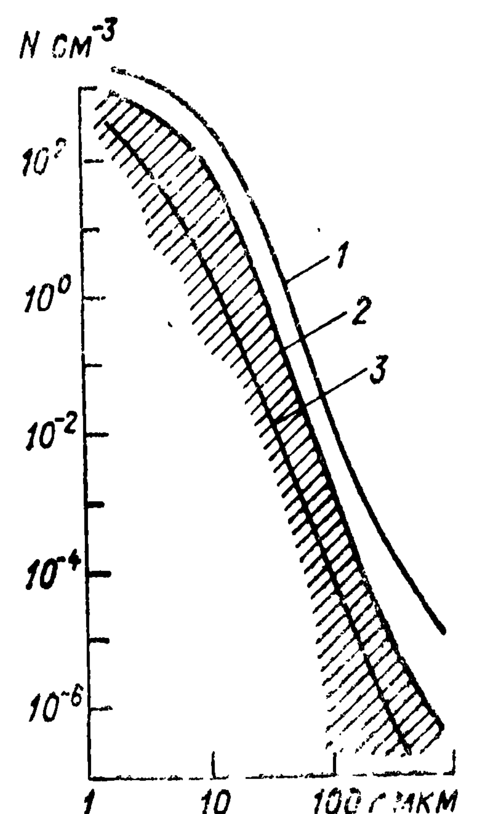


Рис. 5.4.5. Обобщенная диаграмма распределения облачных капель по размерам.

1 — максимальные концентрации; 2 — кривая, ограничивающая сверху область (на рисунке заштрихована) обычно встречаемых концентраций капель размером больше указанного на оси абсцисс; 3 — кривая, соответствующая параметрам $\alpha = 2$, $Q = 0{,}4$ г/м^3, $r_1 = 4{,}5$ мкм, $\delta = 6$, $N_{100} = 0{,}1$ л$^{-1}$, $r_{\max} = 400$ мкм, характерным для капельных облаков слоистых форм умеренных широт.

превосходит 0,1—1 см$^{-3}$. Обычно в облаках умеренных широт r_* заключено между 10—15 и 30 мкм. Облачные капли радиусом $r_{\min}$ до r_* определяют, как правило, оптические и радиационные свойства облака, его водность и, если температура отрицательна, характер обледенения при полете в них самолетов. Радиолокационная отражаемость определяется более крупными частицами с $r > r_*$.

Концентрация капель с $r > r_{\min}$ колеблется от десятков см$^{-3}$ до примерно 10^3 см$^{-3}$.

Как правило, спектр размеров капель радиусом от $r_{\min}$ до r_* хорошо описывается гамма-распределением:

$$n(r) = N_0 f(r), \qquad (5.4.1)$$

где нормированный на единицу спектр размеров капель $f(r)$ имеет вид

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha+1)\,\beta^{\alpha+1}}\, r^{\alpha} \exp\left(-\frac{r}{\beta}\right). \qquad (5.4.2)$$

При осреднении $n(r)$ по многим случаям или большому облачному пространству хорошее согласие с экспериментальными данными дает обычно показатель $\alpha = 2$; при этом $f(r)$ переходит в однопараметрическое распределение Хргиана—Мазина [9].

Связь характерных размеров капель с параметрами распределения α и β описывается табл. 5.4.2.

В смешанных облаках, вблизи облачных границ и при наличии осадков спектры размеров облачных капель в среднем более узкие ($\alpha > 2$) и более мелкокапельные ($r_{\text{mod}} \leqslant 4$ мкм).

На рис. 5.4.5 представлено обобщенное эмпирическое распределение облачных капель по размерам.

При самолетных исследованиях часто непосредственно измеряются водность Q, показатель ослабления видимого света

Таблица 5.4.2

Связь характерных размеров капель и других характеристик спектра с параметрами гамма-распределения

1. Характеристическая функция *	$\varphi(t) = \mathrm{M}(e^{itr})$	$(1 - i\beta t)^{1-\alpha}$
2. Модальный радиус	r_{mod}	$\beta\alpha$
3. Средний радиус	$r_1 = \mathrm{M}_1$	$\beta(\alpha+1)$
4. Объемный модальный радиус **	$r_{m\ \mathrm{mod}}$	$\beta(\alpha+3)$
5. Суммарное сечение капель	$S = \pi r_2^2 N_0$	$\pi N_0 \beta^2 (\alpha+1)(\alpha+2)$
6. Водность	$Q = 4/3\pi N_0 r_3^3 \rho_w$	$4/3\pi N_0 \rho_w \beta^3 (\alpha+1)(\alpha+2)(\alpha+3)$
7. p-й начальный момент распределения	$\mathrm{M}_p = \mathrm{M}$	$\beta^p \dfrac{\Gamma(\alpha+p+1)}{\Gamma(\alpha+1)}$
8. Средний радиус p-го момента	$r_p = \mathrm{M}_p^{1/p}$	$\beta\left[\dfrac{\Gamma(\alpha+p+1)}{\Gamma(\alpha+1)}\right]^{1/p}$
9. Стандартное (среднее квадратическое) отклонение	$\sigma_r (\mathrm{M}_2 - \mathrm{M}_1^2)^{1/2}$	$\beta(\alpha+1)^{1/2}$
10. Относительная ширина спектра (коэффициент вариации)	$\zeta_r = \sigma_r / r_1$	$(\alpha+1)^{-1/2}$
11. Коэффициент асимметрии	$\gamma_1 = \dfrac{\mathrm{M}(r-r_1)^3}{[\mathrm{M}(r-r_2)^2]^{3/2}}$	$2(\alpha+1)^{-1/2}$
12. Коэффициент эксцесса	$\gamma_2 = \dfrac{\mathrm{M}(r-r_1)^4}{[\mathrm{M}(r-r_1)^2]}$	$6(\alpha+1)^{-1}$

* M — математическое ожидание.

** Радиус капель, дающих максимальный вклад в водность.

ε и сравнительно легко определяется относительная ширина спектра ζ_r. Зная эти величины, можно найти параметры распределения α, β и N_0 по соотношениям

$$\alpha = \zeta_r^{-2} - 1; \quad \beta = \frac{3a}{2(\alpha+3)};$$

$$N_0 = \frac{2(\alpha+3)^2 N_*}{9(\alpha+1)(\alpha+2)}. \tag{5.4.3}$$

Здесь

$$a = \frac{Q}{\varepsilon} \frac{F}{2\rho_w}, \quad N_* = \frac{Q}{\pi \rho_w a^3}, \tag{5.4.4}$$

ρ_w — плотность воды, $F = \varepsilon/S$ — фактор эффективности рассеяния, S — суммарная площадь сечения капель единицы объема. При $r_1 = \beta(\alpha+1) > 3$ мкм $F \approx 2$ [8].

Так, при $\alpha = 3$ имеем: $r_1 = a$ и при $Q = 0{,}2$ г·м$^{-3}$ и $\varepsilon = 40$ км$^{-1}$ из формулы (5.4.4) следует, что $a = 5 \cdot 10^{-4}$ см; $N_* = 500$ см$^{-3}$, а $N_0 \approx 200$ см$^{-3}$.

Концентрация капель с $r > r_*$ падает заметно медленнее по сравнению с экспонентой. В области $r > 100$ мкм до $r = r_{\max}$ экспериментальные данные хорошо описываются степенной зависимостью:

$$n(r) = \frac{(k-1) N_{100}}{100} \left(\frac{100}{r}\right)^k \quad \text{при} \quad 100 < r < r_{\max}. \tag{5.4.5}$$

Во всем диапазоне от $r_{\min}$ до $r_{\max}$ осредненный спектр размеров капель обычно можно описать суммой *:

$$n(r) = \frac{N_0}{\Gamma(\alpha+1)\beta^{\alpha+1}} r^\alpha e^{-r/\beta} + \frac{(k-1) N_{100}}{100} \left(\frac{100}{r}\right)^k. \tag{5.4.6}$$

В области обводненных ЯК (0,1 мкм $< r < r_{\min}$) спектр размеров капель обычно хорошо описывается степенной функцией закон (Юнге). Для области $r > r_{\max}$ можно считать, что капель там нет, т. е. $N(r > r_{\max}) = 0$. Практически за $r_{\max}$ можно принять такое значение радиуса капель, для которого $N(r > r_{\max}) = 0{,}1$ м$^{-3}$.

* В природе, однако, перемешивание облачных объемов приводит иногда в тому, что спектр размеров капель становится бимодальным и не описывается соотношением (5.4.6).

В умеренных широтах в тонких ($H < 200$ м) капельных St, Sc, Ac и Cu hum. ($H < 0{,}5$ км) практически отсутствуют капли с $r > 100$ мкм, т. е. $N_{100} = 0$. В более мощных St, Sc в среднем $N_{100} \approx 10^2$ м$^{-3}$, $k = 6 \ldots 7$, $r_{\max} = 300$ мкм. В Cu hum. $N_{100} \approx 10$ м$^{-3}$, $r_{\max} \approx 300$ мкм; в Cu med. $N_{100} \approx 10^2$ м$^{-3}$, $r_{\max} \approx 500 \ldots 600$ мкм; в Cu cong. $N_{100} \approx 5 \times 10^2$ м$^{-3}$, $r_{\max} \approx 700 \ldots 800$ мкм.

В отдельных локальных спектрах параметры N_{100} и k колеблются в широких пределах: N_{100} — от 0 до значений, превосходящих приведенные выше в 2—3 раза, а k — от 3—4 до 10—12.

Значительно меньше накоплено данных о концентрации кристаллических частиц в облаках. Более детально изучены, пожалуй, облака верхнего яруса [10]. Пусть a — характерный размер кристалла, за который мы примем диаметр круга, равновеликий по площади среднему сечению произвольной проекции кристалла (для сферических частиц a есть их диаметр).

В общем случае спектр размеров кристаллических частиц можно описать суммой трех членов:

$$n(a) = n_0(a) + n_1(a) + n_2(a), \tag{5.4.7}$$

где первый член имеет вид

$$n_0(a) = \frac{N_0}{\Gamma(\alpha+1)\lambda_0^{\alpha_0+1}} a^{\alpha_0} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_0}\right). \tag{5.4.8}$$

В смешанных облаках член $n_0(a)$ описывает капельную фракцию. Средние размеры капель $a_1 = \lambda_0(\alpha_0 + 1)$ в этом случае невелики и составляют обычно 2—8 мкм. Концентрация капель N_0 имеет порядок 10^2 см$^{-3}$. В чисто кристаллических облаках фракция $n_0(a)$ встречается, по-видимому, при довольно низких температурах ($\theta < -30 \ldots -35$ °С) и не всегда, в перистых облаках — примерно в 20—30 % случаев [10]. В случае кристаллических облаков $n_0(a)$ описывает высокодисперсную фракцию кристаллических частиц, состоящую из замерзших капелек; размеры частиц примерно вдвое больше приведенных, т. е. $a_1 = 4 \ldots 12$ мкм.

Второй член $n_1(a)$ характеризует спектр размеров частиц в интервале примерно от $a = 20$ мкм до $a = 100$ мкм:

$$n_1(a) = \frac{N_1}{\lambda_1^2} a \exp\left(-\frac{a}{\lambda_1}\right). \qquad (5.4.9)$$

Концентрация частиц N_1, описываемых членом $n_1(a)$, составляет обычно 10^2—10^3 $л^{-1}$, а средние размеры $a_1 = 2\lambda_1$ заключены в пределах от 10—15 мкм до 50 мкм. Последний, третий член описывает наиболее крупную фракцию облачных частиц ($a > 100$ мкм):

$$n_2(a) = \frac{N_2}{\lambda_2} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_2}\right). \qquad (5.4.10)$$

При этом $N_2 = 10 \ldots 5 \cdot 10^2$ $л^{-1}$, а $\lambda_2 = 50 \ldots 300$ мкм. Есть основания полагать, что при сравнительно высоких отрицательных температурах ($\theta > -30$ °С) концентрация облачных кристаллов не превосходит по порядку 10^2 $л^{-1}$, а их размеры a в основном вряд ли меньше 20—30 мкм.

5.4.3. Форма кристаллов, их плотность и скорость падения

Форма кристаллов в основном определяется температурой и влажностью, при которой они образуются. При влажности, близкой к значению, соответствующему состоянию насыщения над водой (именно при таких условиях чаще всего образуются облачные кристаллы), форма кристаллов зависит от температуры, что хорошо видно из обобщенной диаграммы Магоно и Ли (рис. 5.4.6). Например, при температуре ниже —20 °С, которая характерна для облаков верхнего яруса, преимущественной формой являются столбики (пульки) и пучки столбчатых кристаллов. Более подробно о форме кристаллов см. в [9, 10, 23].

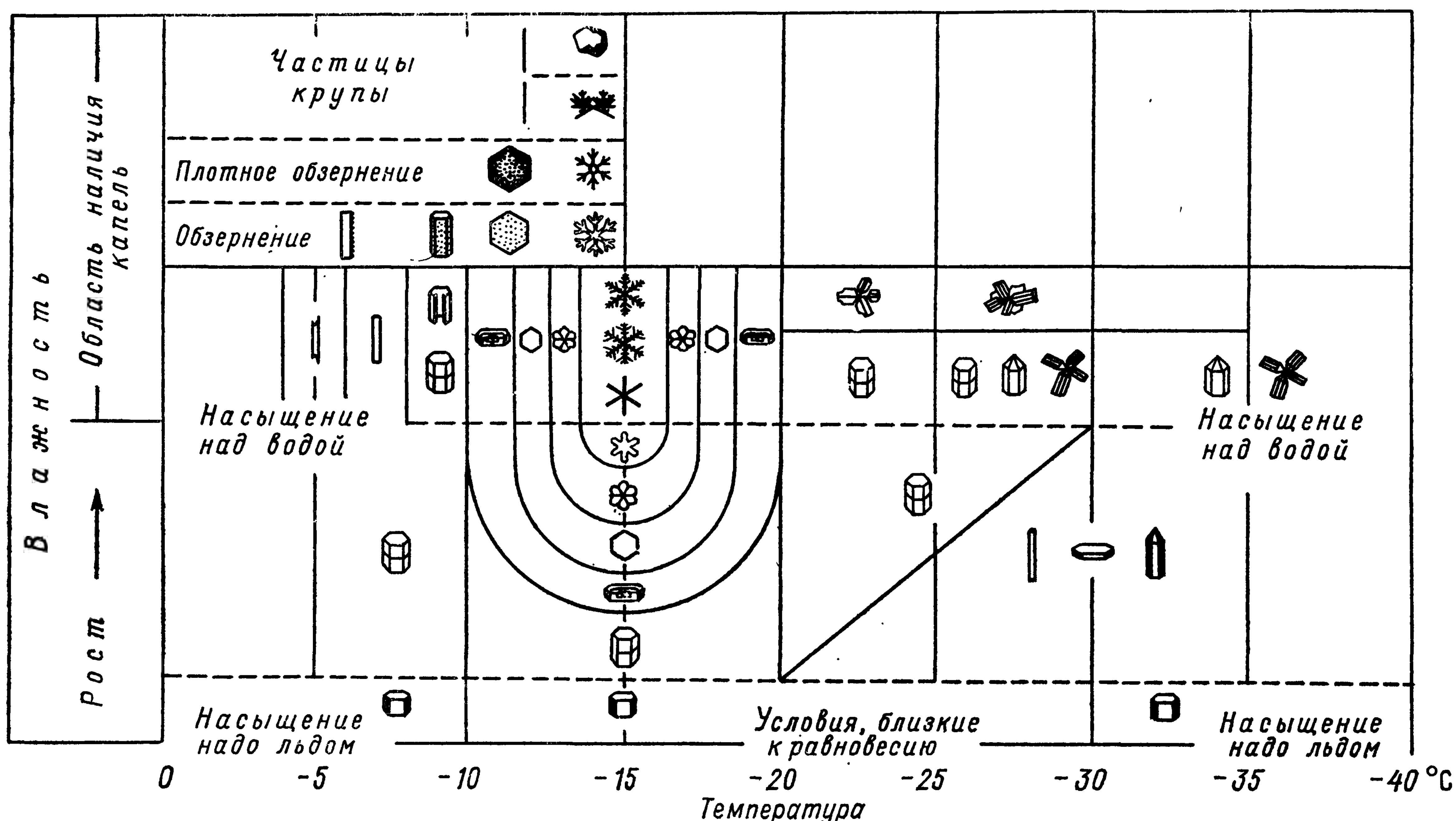
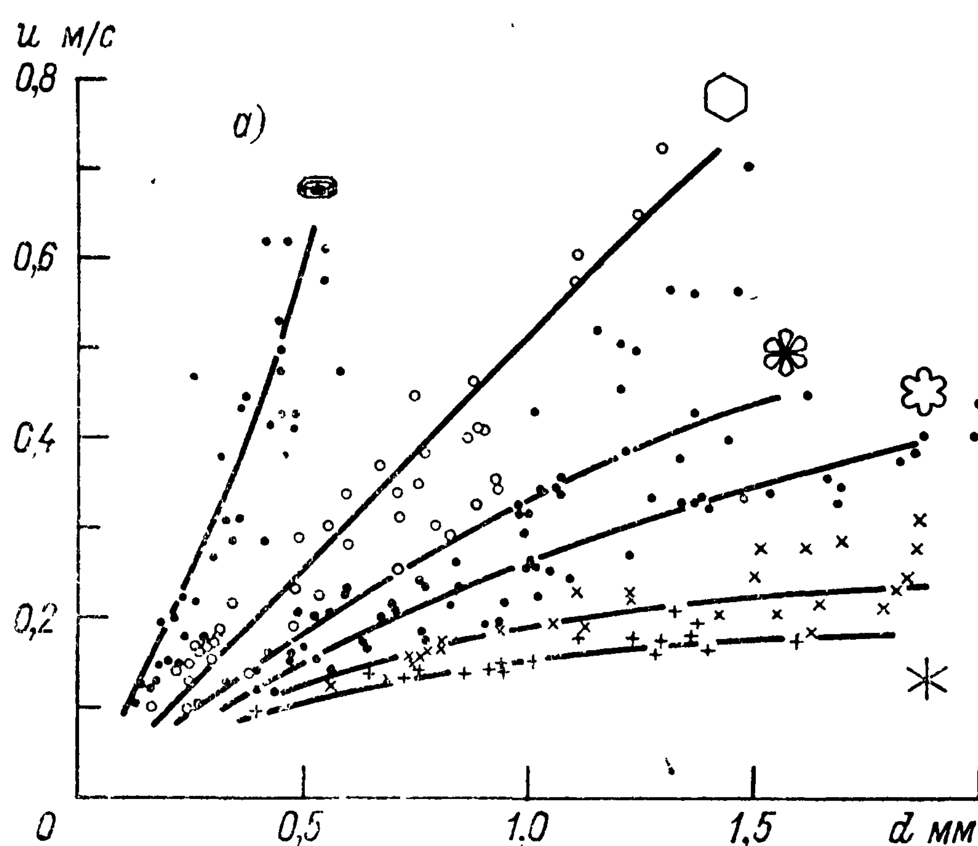


Рис. 5.4.6. Обобщенная диаграмма зависимости преимущественной формы ледяных кристаллов от условий их роста — температуры и влажности (по Магоно и Ли) [9, 23].



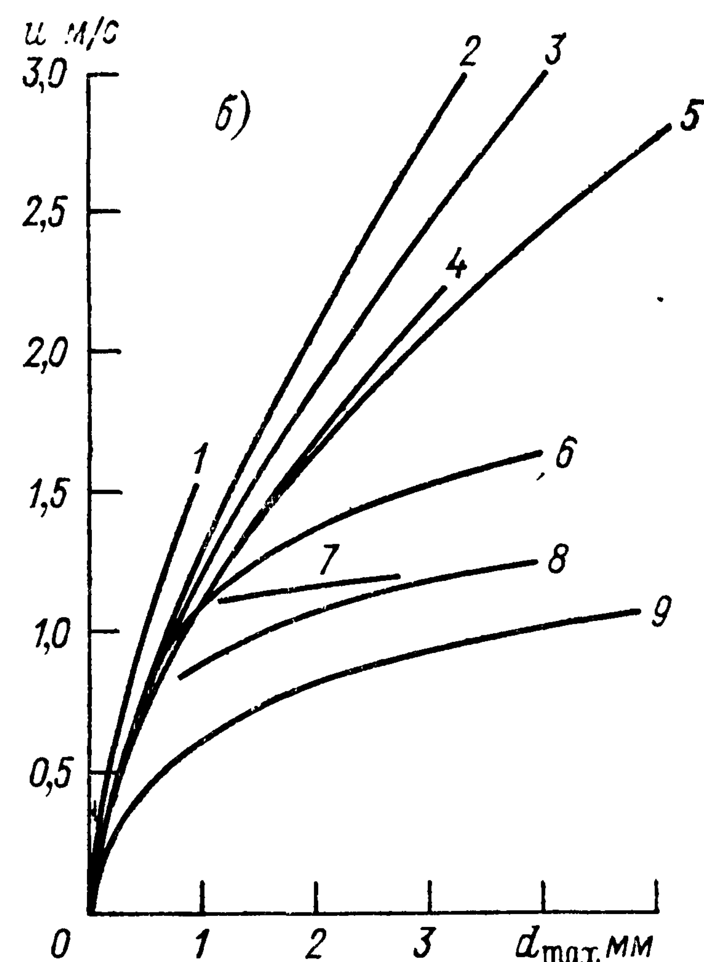


Рис. 5.4.7. Зависимость скорости падения кристаллов пластинчатых форм от их размеров (по Кажикава) [9, 23] (*а*) и от их максимального линейного размера (по Лакатели и Хобсу) [9, 23] (*б*).

1, 2 — шарики снежной крупы плотностью от 0,1 до 0,2 мг (*1*) и от 0,2 до 0,45 мг/м³ (*2*); *3* — крупа конической формы; *4* — плотные обзерненные столбики; *5* — гексагональные частицы крупы; *6* — снежные шарики в виде крупы; *7* — плотно обзерненные пучки дендритов; *8* — снежинки, похожие на гексагональные частицы крупы; *9* — плотно обзерненные дендриты.

Объемная плотность кристаллов в случае мелких столбиков близка к $\rho_l = 0{,}90$ г/см³, т. е. к плотности сплошного льда. С ростом кристаллов за счет пустот ρ_l может уменьшиться до 0,3—0,4 г/см³.

Обычно толщина пластинчатых и диаметр игольчатых кристаллов составляют десятки микрометров, а диаметр пластин и длина игл колеблются от десятков, а чаще от сотен до тысяч микрометров.

О скорости падения кристаллов разных форм можно судить по рис. 5.4.7.

5.4.4. Интегральные микроструктурные параметры облаков

Интегральными называют такие микроструктурные характеристики облака, которые выражаются через интеграл по спектру размеров облачных частиц. Например, если $\varphi(a)$ — некоторая характеристика облачной частицы размером a (например, ее поверхность или масса), то соответствующая

ей интегральная характеристика, приходящаяся на единицу облачного объема есть

$$\Phi = \int_{a_{\min}}^{\infty} \varphi(a)\, n(a)\, da. \qquad (5.4.11)$$

Простейшей интегральной характеристикой является концентрация частиц N:

$$N = \int_{a_{\min}}^{\infty} n(a)\, da, \qquad (5.4.12)$$

где $\varphi(a) = a^0 = 1$.

О значениях N в облаках уже говорилось в п. 5.4.3. Здесь же отметим, что внутри облака величина N испытывает резкие колебания, практически от нуля (так называемые бескапельные полости — «каверны», размеры которых составляют обычно десятки метров) до 10^2—10^3 см$^{-3}$, если речь идет о каплях.

Суммарная длина l цепочки, составленной из частиц, находящихся в единице объема, является следующим интегральным параметром ($\varphi(a) = a$):

$$l = \int_{a_{\min}}^{\infty} a n(a)\, da = N \int_{a_{\min}}^{\infty} a f(a)\, da = N\bar{a} = N a_1. \qquad (5.4.13)$$

Параметр l однозначно связан с временем фазовой релаксации τ_p, характеризующим время установления равновесного давления пара [9]:

$$\tau_p \approx \frac{1}{2\pi D_v \delta l}, \qquad (5.4.14)$$

где D_v — коэффициент диффузии пара в воздухе; δ — фактор формы, зависящий от формы кристаллов и способа определения размера a. Для капель

$$\tau_{p,w} \approx \frac{1}{4\pi D_v N \bar{r}}. \qquad (5.4.15)$$

В реальных капельных облаках для оценки $\tau_{p,w}$ можно принять, что

$$\tau_{p,w} \approx 0{,}03 \frac{r_1^2}{Q_w}, \qquad (5.4.16)$$

где $\tau_{p,w}$ измеряется в секундах, средний радиус капель r_1 — в микрометрах, а водность Q_w — в г/м^3. Так, для $r_1 = 5$ мкм $Q_w = 0{,}2$ г/м^3, $\tau_{p,w} \approx 4$ с. Для кристаллических облаков

$$\tau_{p,i} \approx 0{,}03 \frac{\bar{a}^3}{\bar{a} Q_i}. \qquad (5.4.17)$$

Если $f(a) \sim \exp(-a/\lambda)$, то

$$\tau_{p,i} \approx 0{,}2\lambda^2/Q_i. \qquad (5.4.18)$$

Так, при $\lambda = 100$ мкм $Q_i = 10^{-2}$ г/м^3, $\tau_{pi} \approx 50$ ч. При $\overline{a^3}/\bar{a} = 100^2$ мкм^2 $\tau_{pi} \approx 5$ ч.

В смешанных облаках время фазовой релаксации τ_p связано с $\tau_{p\,w}$ (капельная часть) и $\tau_{p\,i}$ (кристаллическая часть облака) соотношением

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_{p,w}} + \frac{1}{\tau_{p,i}}. \qquad (5.4.19)$$

Суммарное геометрическое сечение капель S единицы облачного объема представляет собой следующий важный интегральный микроструктурный параметр ($\varphi(a) = \pi a^2 \delta/4$):

$$S = \frac{\pi\delta}{4} \int_{a_{\min}}^{\infty} a^2 n(a)\, da. \qquad (5.4.20)$$

Обычно здесь $\delta \approx 1$, и если $n(a)$ описывается гамма-распределением с индексом α, то

$$S = \frac{\Gamma(\alpha+3)}{\Gamma(\alpha+1)} \beta^2 \pi N. \qquad (5.4.21)$$

Для капельных облаков показатель ослабления видимого света ε связан с S простым соотношением

$$\varepsilon \approx 2S. \qquad (5.4.22)$$

Для кристаллических облаков соотношение (5.4.22) можно использовать лишь для грубой оценки. Напомним также, что длина свободного пробега фотонов $L_f = \varepsilon^{-1}$.

О характерных значениях (средних $\bar{\varepsilon}$ и медианных ε_{50}) показателя ослабления в облаках в разных регионах мира можно судить по табл. 5.4.3 [6, 10].

Таблица 5.4.3

Значения $\bar{\varepsilon}$ и ε_{50} (км$^{-1}$) для облаков слоистых форм

Форма облаков	Европейская часть СССР		Арктика		Восточная зона тропической Атлантики	
	$\bar{\varepsilon}$	ε_{50}	$\bar{\varepsilon}$	ε_{50}	$\bar{\varepsilon}$	ε_{50}
St, Sc	40	30	35	30	15	6
Ns	20	10	30	25	—	—
Ac	15	10	20	20	8	4
As	10	5	4	3	7	6
Ci sp., Cs	≈2,5	≤2,5	<2,5	<2,5	8	5

В Cu умеренных широт $\bar{\varepsilon}$ в среднем растет пропорционально мощности облаков ΔH [7, 10]

$$\bar{\varepsilon} = 50\,\Delta H + 70. \qquad (5.4.23)$$

Это соотношение пригодно для оценок в случае облаков умеренных широт. В восточной зоне тропической Атлантики, например, конвективные облака оптически более «рыхлые» т. е. менее плотные. Там для Cu hum. $\bar{\varepsilon} \approx 40$ км$^{-1}$, а для Cu med. и Cu cong. $\bar{\varepsilon} \approx 25$ км$^{-1}$. Более подробно о повторяемости ε в облаках различных форм см. в [10].

Оптическая толщина облака τ характеризует весь облачный слой целиком:

$$\tau = \int_0^H \varepsilon(z)\, dz = \bar{E}\,\Delta H. \qquad (5.4.24)$$

Зная $\bar{\varepsilon}$ и толщину облаков ΔH, легко найти и τ. Для конвективных облаков в среднем оценкой τ может служить соотношение

$$\tau = 50\,\Delta H^2 + 70\,\Delta H, \qquad (5.4.25)$$

где H — в километрах.

Для St, Sc при $\Delta H = 0{,}5$ км $\tau \approx 20$; для Ns, As, Ac такую оптическую толщину имеют вдвое более мощные ($\Delta H \approx 1$ км) облака. Для облаков верхнего яруса мощностью около 1 км τ не превосходит единиц.

Одним из наиболее важных интегральных микроструктурных облачных параметров является водность

$$Q = \frac{\pi\rho\delta}{6} \int_{a_{\min}}^{\infty} a^3 n(a)\, da = \frac{\pi}{6} \rho\delta\bar{a}^3 N. \qquad (5.4.26)$$

Для капельных облаков

$$Q_w = \frac{4}{3} \pi\rho_w \bar{r}^3 N. \qquad (5.4.27)$$

Если некоторый облачный объем поднимается адиабатически, без обмена с окружающим воздухом водяным паром и энергией, и весь избыточный пар (сверх насыщения над водой) конденсируется и остается в этом же объеме, то массу образующегося при этом конденсата в единице объема воздуха называют адиабатической водностью. Представление о $Q_{w\,a}$ дает рис. 5.4.8. Рассчитать $Q_{w\,a}$ можно по формуле [10]

$$Q_{wa}, (\theta_0,\ p_0,\ z) = (a_1 + a_2\theta_0)\, z + (a_3 + a_4\theta + a_5\theta^2)\, z^2. \qquad (5.4.28)$$

Если $Q_{w\,a}$ измеряется в г/м^3, p_0 — в гектопаскалях, температура у нижней границы ($z = 0$) θ_0 — в °С, а высота над нижней границей z — в километрах, то коэффициенты a_i определяются с помощью табл. 5.4.4 и соотношения

$$a_i(p_0) = b_i + c_i p_0. \qquad (5.4.29)$$

Таблица 5.4.4

Значения коэффициентов b_i и c_i в формуле (5.4.29)

i	1	2	3	4	5
b_i	0,657	$2{,}55 \cdot 10^{-3}$	$-5{,}03 \cdot 10^{-2}$	$1{,}89 \cdot 10^{-3}$	$-6{,}82 \cdot 10^{-5}$
c_i	$9{,}2 \cdot 10^{-4}$	$4{,}6 \cdot 10^{-5}$	$-1{,}6 \cdot 10^{-4}$	$-3{,}9 \cdot 10^{-6}$	$1{,}8 \cdot 10^{-7}$

Оценки $Q_{w,a}$ можно вести до $\theta_z = -40\,°C$. Выше, где $\theta_z < -40\,°C$, точность эмпирического соотношения (5.4.28) резко понижается. Кроме того, здесь больший физический смысл приобретает адиабатическая ледность $Q_{i\,a}$, где

$$Q_{i,\,a} = Q_{w,\,a} + \frac{E_w - E_i}{R_v T}, \qquad (5.4.30)$$

E_w и E_i — давления насыщенного водяного пара при заданной температуре $T = 273{,}15 + \theta$ над водой и надо льдом соответственно (см. п. 5.4.1), а R_v — газовая постоянная для водяного пара.

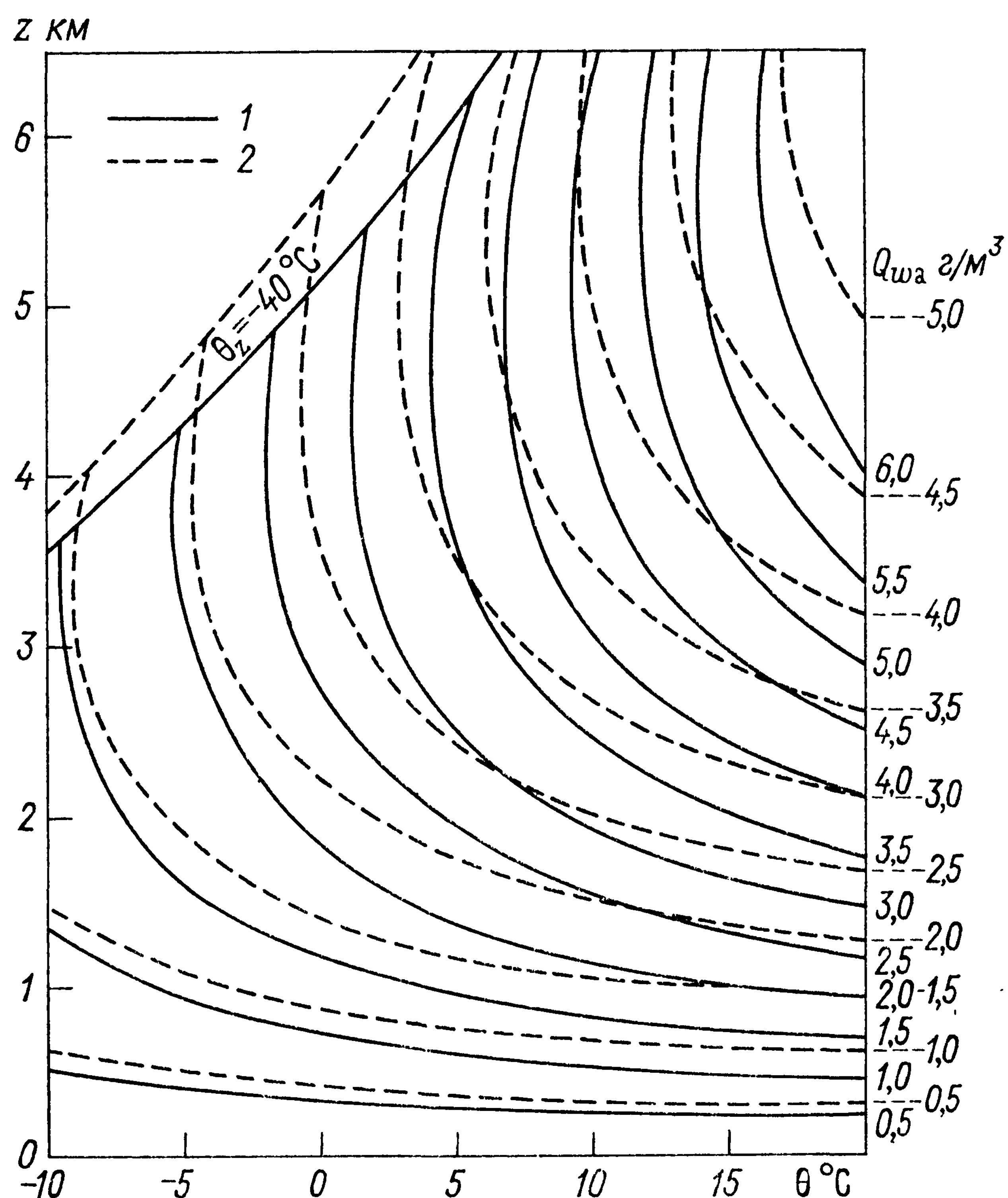


Рис. 5.4.8. Номограмма для расчета адиабатической водности $Q_{w,\,a}$ (г/м³) (по А. Л. Косареву) [10].

θ — температура у нижней границы облака, z — высота над нижней границей облака; *1* — при давлении на нижней границе облака, равном 900 гПа; *2* — при 600 гПа.

Обычно в облаках водность существенно (вдвое, а порой второе и более) ниже адиабатической, что свидетельствует о наличии в облаках перемешивания с сухим воздухом и выпадении из облака частиц.

Вообще говоря водность, как и другие микроструктурные облачные параметры, величина довольно изменчивая в пространстве и во времени. В среднем ее характерные значения зависят от температуры, высоты над нижней границей облака, вида облаков. Если под Q_w понимать среднюю водность на участке длиной 5—10 км и рассматривать только те случаи, когда $Q_w > Q^*$, где Q^* — некоторое сравнительно малое значение, то данные многолетних наблюдений на сети самолетного зондирования СССР [10] позволяют вывести эмпирическое соотношение, хорошо описывающее повторяемость (%) различных значений водности в облаках при заданной температуре 0 °С (вне зависимости от других факторов)

$$F(Q_w) = \begin{cases} 100\left[1 - \exp\left(-\dfrac{Q_w - Q^*}{Q_0(\theta)}\right)\right] & \text{при } Q_w > Q^*, \\ 0 & \text{при } Q_w \leqslant Q^*; \end{cases} \qquad (5.4.31)$$

$Q^* = 0{,}032$ г/м³ при $\theta < 0\,°C$ и $Q^* = 0{,}05$ г/м³ при $\theta > 0\,°C$.

Естественно, что в облаках, особенно вблизи нижней границы, можно встретить и значения $Q_w < Q^*$, но обычно длина участков со столь малой водностью значительно менее 5 км. Так или иначе, применявшаяся аппаратура не обеспечивала измерения малых значений водности, и в статистику, описываемую повторяемость $F(Q_w)$, она не входит. Зависимость параметра распределения $Q_0(\theta)$ (в г/м³) от температуры θ (в °С) задается соотношением [9, 10]

$$Q_0 = 52{,}5\,\frac{\exp(0{,}043\theta)}{273 + \theta}. \qquad (5.4.32)$$

В табл. 5.4.5 приведены значения средней водности $\overline{Q}_w$ и параметра Q_0 при разной температуре θ (°С):

$$\overline{Q}_w \approx Q_0 + Q^*. \qquad (5.4.33)$$

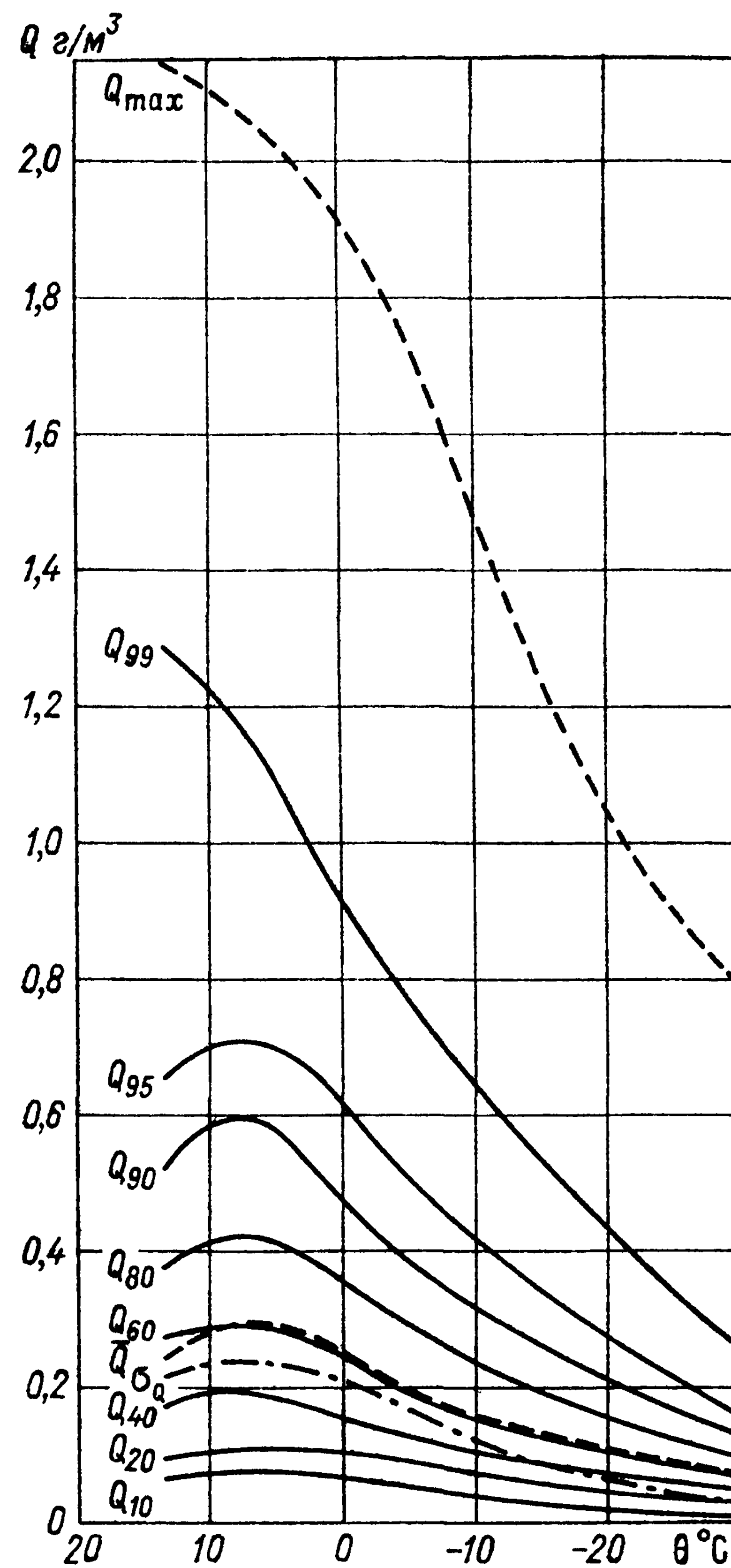


Рис. 5.4.9. Зависимость среднего значения водности $\overline{Q}$, стандартного отклонения σ_Q и ряда квантилей распределения Q_N от температуры θ.

В N (%) случаях $Q_w < Q_N$, где

$$Q_N = \frac{Q_0}{\lg e}\,[2 - \lg(100 - N)] + Q^*. \qquad (5.4.34)$$

Так, в 99 % случаев $Q_w < Q_{99} \approx 4{,}6\,Q_0$.

На рис. 5.4.9 приведена зависимость ряда процентилей водности Q_N, среднего значения $\overline{Q}_w$ и стандартного отклонения σ_Q от температуры.

Средние значения $\overline{Q}_w$ для облаков той или иной формы, вообще говоря, зависят от температуры θ и высоты z над нижней границей. В [10] предложена простая параметризация этой зависимости в слое $z > 0{,}1$ км:

$$\overline{Q}_w(\theta,\ z) = A\left(1 + a_1 z + a_2 z^2 + a_3 z^3\right)\left(1 + b_1\theta + b_2\theta^2\right). \qquad (5.4.35)$$

Таблица 5.4.5

Изменения средней водности $\overline{Q}_w$ и параметра Q_0 распределения (5.4.31) в зависимости от температуры θ

θ °С	10	5	0	—5	—10	—15	—20	—25	—30
$\overline{Q}_w$ г/м³	0,33	0,28	0,23	0,10	0,16	0,14	0,12	0,10	0,09
Q_0 г/м³	0,28	0,23	0,19	0,16	0,13	0,11	0,09	0,07	0,06

В табл. 5.4.6 приведены значения параметров A, a_i и b_j для облаков типа St, Sc и Ns, если $\overline{Q}_w$ — в г/м³, z — в километрах, θ — в °С.

Таблица 5.4.6

Значения параметров A, a_i, b_j из соотношения (5.4.35) для облаков St, Sc и Ns

Форма облаков	Параметр					
	A	b_1	b_2	a_1	a_2	a_3
St, Sc	0,13	$3{,}7\cdot10^{-2}$	0	5,0	—6,0	2,1
Ns	0,22	$4{,}8\cdot10^{-2}$	$2\cdot10^{-4}$	0,55	—0,35	0

Стандартное отклонение случайных колебаний водности от среднего значения описывается выражением

$$\sigma(\theta,\ z) \approx \overline{Q}_w(\theta,\ z) - Q^*, \qquad (5.4.36)$$

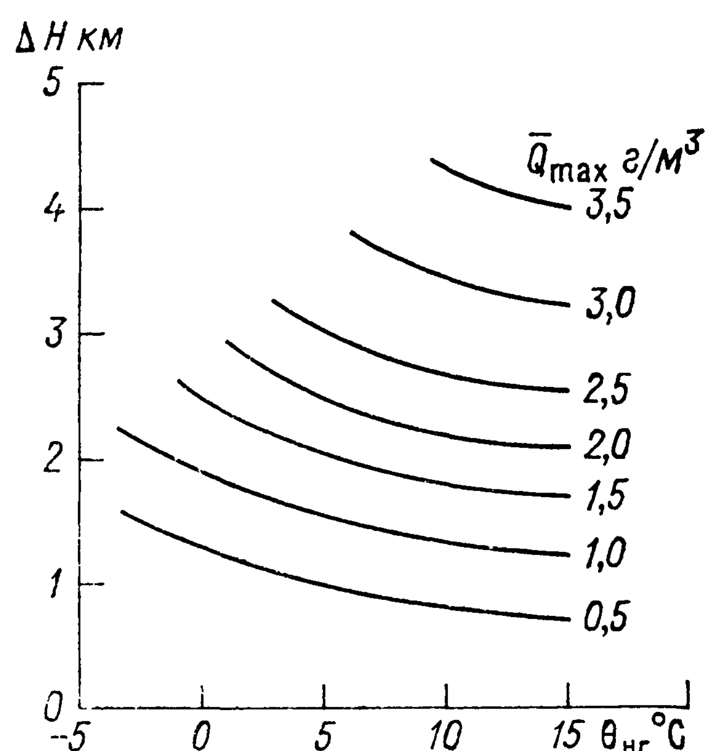


Рис. 5.4.10. Диаграмма для оценки максимального значения средней по сечению водности $\overline{Q}_{\max}$ в конвективном облаке мощностью ΔH с температурой у нижней границы θНГ.

где $Q^* = 0{,}032$ г/м³ при $\theta < 0$ °С и 0,05 г/м³ при $\theta \geqslant 0$ °С. Коэффициент вариации ζ чуть меньше единицы:

$$\zeta = 1 - Q^*/\overline{Q}_w. \qquad (5.4.37)$$

В конвективных облаках в среднем зависимость водности от температуры и высоты описывается соотношением [7]

$$Q(\xi) = Q_m\beta(\xi_0,\ m,\ n) = Q_m\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)^m\left(\frac{1-\xi}{1-\xi_0}\right)^n. \qquad (5.4.38)$$

Здесь $\xi = z/\Delta H$ — относительная высота (ΔH — мощность облака); ξ_0 — уровень, на котором водность достигает своего максимального значения Q_m.

Значения Q_m зависят от температуры у нижней границы облака θ и его мощности ΔH. С ошибкой не более 30 % они могут быть найдены по диаграмме на рис. 5.4.10.

Для грубой оценки можно принять, что $Q_m \approx 1{,}2\,\Delta H$, а $\overline{Q}_w=0{,}25$, $Q_m=0{,}3\Delta H$, если $\Delta H<3$ км. Если $\Delta H>3\ldots 4$ км, то нередко наблюдается двугорбая кривая распределения $Q_w(z)$ с провалом на высотах 2,5—3 км. В этом случае оценку Q_m следует проводить по рис. 5.4.11 для каждого слоя отдельно.

Приведенные выше оценки получены по данным наблюдений за конвективными облаками в степных районах Украины, для которых $m = 2{,}8$, а $n = 0{,}57$, $\xi_0 = 0{,}83$ [7, 10]. Для других районов, возможно, оценки несколько сместятся.

В кристаллических облаках водность (или, как ее все чаще называют «ледность») в среднем заметно ниже водности в капельных облаках для тех же температур. В литературе значительно меньше данных и обобщений по ледности облаков. Так, в [10] по данным В. Е. Минервина определена повторяемость ледности $F(Q_i)$:

$$F(Q_i) = 100\left\{1 - \exp\left[-\left(Q_i/Q_0\right)^{1/2}\right]\right\}. \qquad (5.4.39)$$

Медианное значение $Q_{50} \approx 0{,}83\ Q_0$. Для диапазона температур —4... —5 °С по данным Минервина $Q_0 = 0{,}023$ г/м³, а $Q_{50} \approx 0{,}019$ г/м³. При температуре около —8 °С эти значения понижаются вдвое, а для $\theta = -13$ °С — втрое. Здесь речь шла о ледности, осредненной на участках длиной 10 км и более.

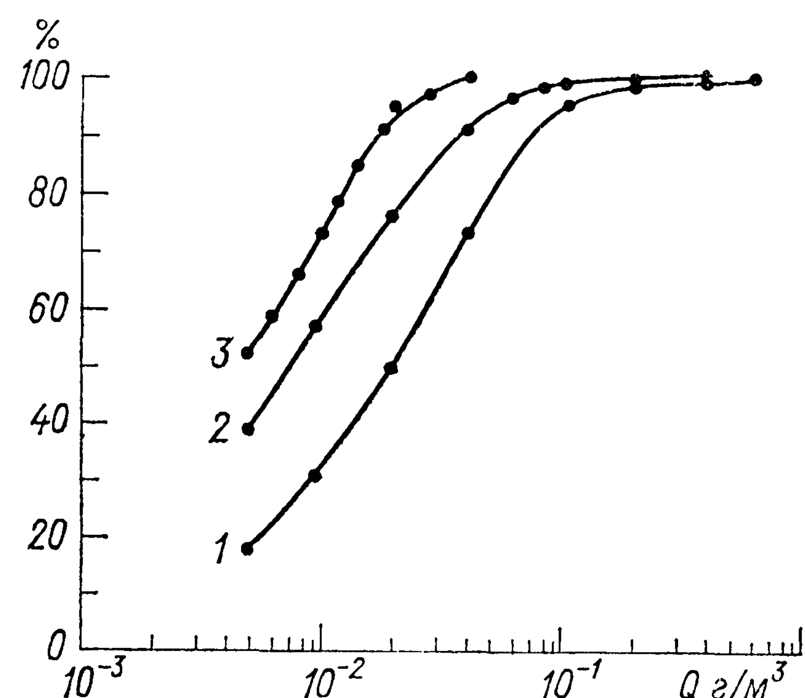


Рис. 5.4.11. Повторяемость (%) различных значений ледности в облаках верхнего яруса в умеренных широтах [10] при разных температурах.

1) θ=—10... —30 °С, 2) θ=—30... —50 °С, 3) θ<—50 °С. Общая протяженность полетов в облаках составила около 5000 км в первом случае, около 10 000 км во втором и 160 км в третьем.

Для облаков верхнего яруса кривые $F(Q_i)$ представлены на рис. 5.4.11. Здесь отдельное измерение водности относилось к участкам длиной не более 0,5 км.

5.4.5 Водозапасы облаков

Водозапасом P называют массу сконденсированной воды в столбе облачного воздуха единичного сечения:

$$P = \int\limits_{z_{\text{НГ}}}^{z_{\text{ВГ}}} Q(z)\,dz. \qquad (5.4.40)$$

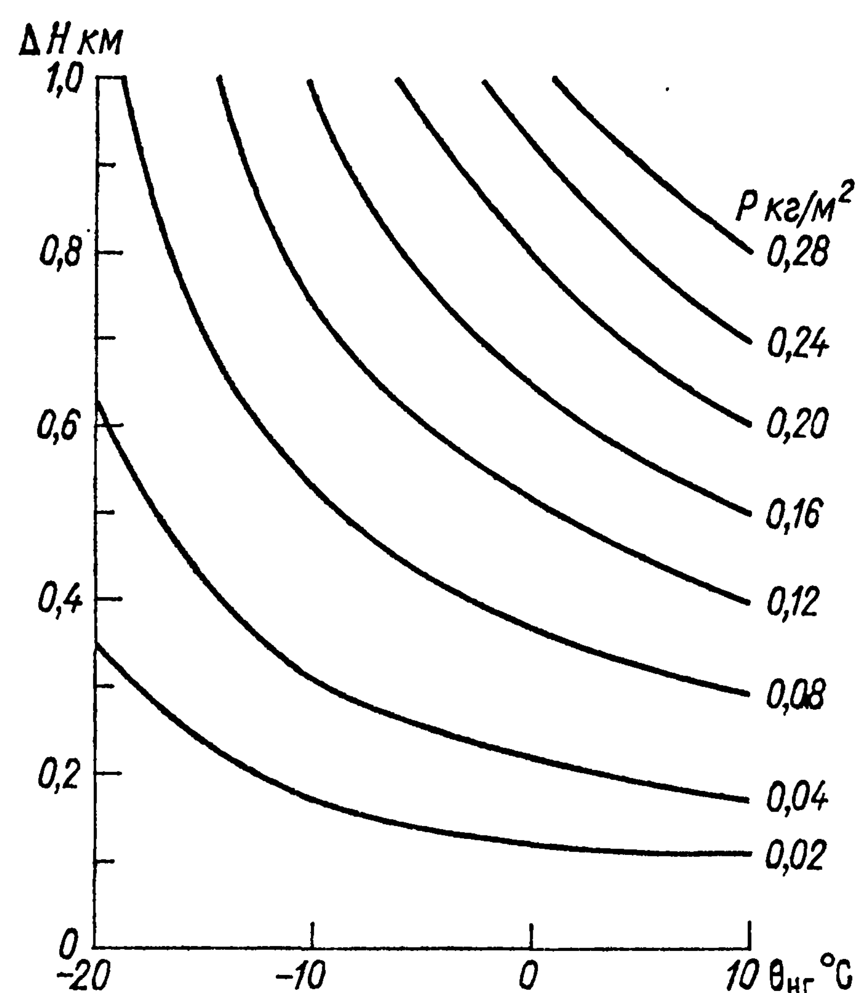


Рис. 5.4.12. Диаграмма для оценки водозапаса P (кг/м²) капельных St, Sc мощностью ΔH при температуре у нижней границы θНГ.

В [21] приводятся только данные о водозапасе жидкой воды P_w, которые легко получить интегрированием соотношения (5.4.35):

$$P(\theta,\ \Delta H) = A\,\Delta H\,(1 + 0{,}5a_1\,\Delta H + 0{,}33a_2\,\Delta H^2 + 0{,}25a_3\,\Delta H^3)\,(1 + b_1\theta + b_2\theta^2). \qquad (5.4.41)$$

Коэффициенты a_i и b_j указаны в табл. 5.4.6; P измеряется в кг/м², если ΔH — в километрах. На рис. 5.4.12 и 5.4.13 даны диаграммы зависимости $P(\theta,\ \Delta H)$ для St, Sc и Ns.

Для конвективных облаков

$$P(\theta, \Delta H) = Q_m(\theta, \Delta H)\, \Delta H \frac{\Gamma(m+1)\,\Gamma(n+1)}{\Gamma(m+n+2)\, \xi_0^m (1-\xi_0)^n}. \qquad (5.4.42)$$

Здесь $\Gamma(x)$ — гамма-функция. Подставляя значения $m = 2{,}8$; $n = 0{,}57$, $\xi_0 = 0{,}83$, найденные для степных районов Украины [7, 10], получаем:

$$P(\theta, \Delta H) = 0{,}25 Q_m \Delta H. \qquad (5.4.43)$$

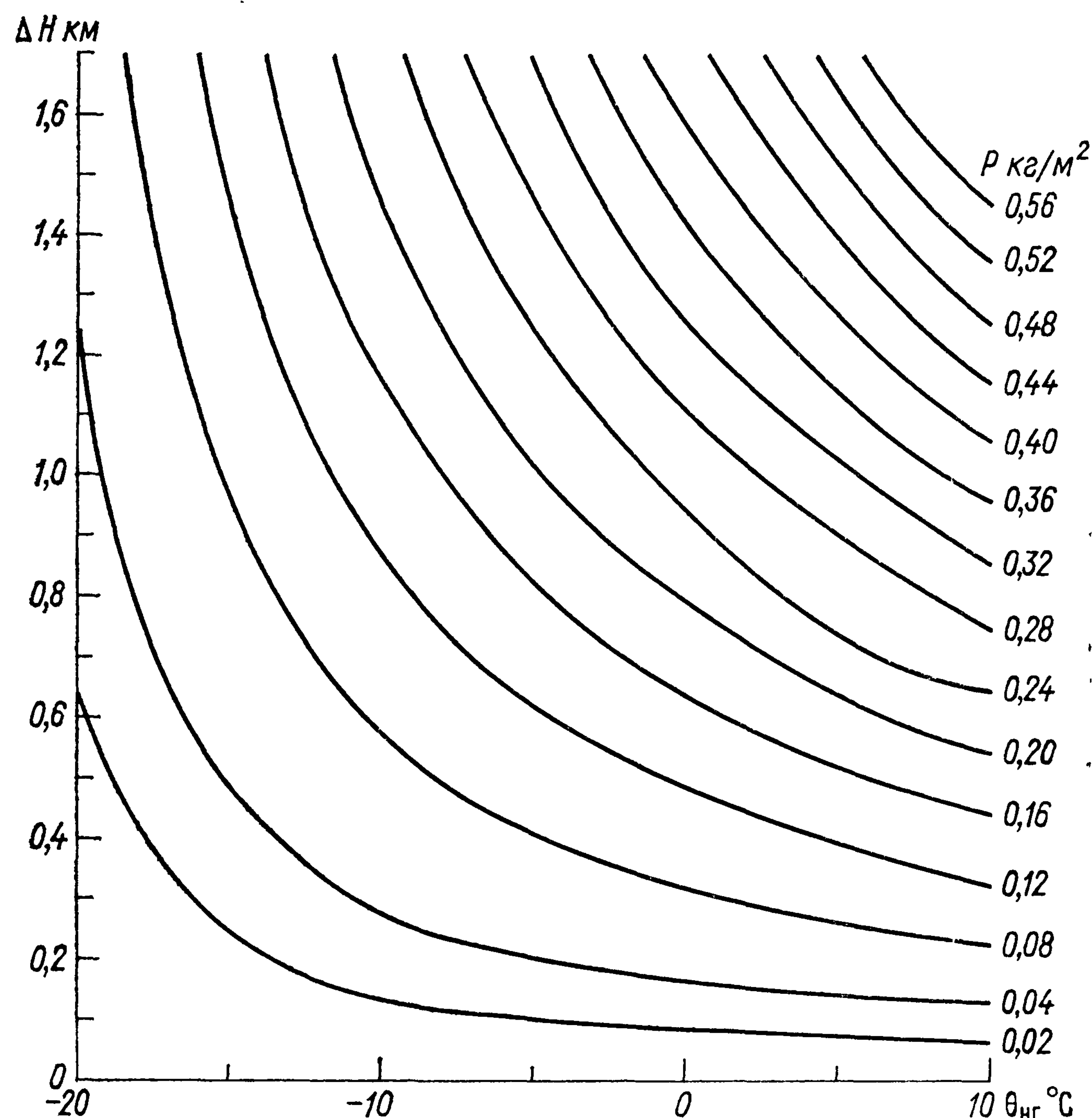


Рис. 5.4.13. Диаграмма для оценки водозапаса P (кг/м²) капельной части Ns мощностью ΔH при температуре у нижней границы $\theta_{нг}$.

Поскольку для $\Delta H < 3 \ldots 4$ км $\overline{Q}_w \approx 0{,}3\,\Delta H$, то для грубой оценки можно принять

$$P = 0{,}3\,\Delta H^2. \qquad (5.4.44)$$

Если ΔH измеряется в километрах, то P — в кг/м² или, что то же самое, в миллиметрах осажденной воды. Например, в Cu мощностью 2 км водозапас равен 1,2 кг/м², т. е. 1,2 мм осажденной воды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев В., Панчев С. Динамика атмосферных термиков.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975, 152 с.
2. Атлас облаков/Под ред. А. Х. Хргиана и Н. И. Новожилова.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978, 266 с.
3. Берлянд Т. Г., Строкина П. А. Глобальное распределение общего количества облачности.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980, 70 с.
4. Боровиков А. М., Мазин И. П. Микрофизические характеристики облаков.— В кн.: Авиационно-климатический атлас-справочник СССР/Под ред. Л. С. Дубровиной.— М.: Гидрометеоиздат, 1975, вып. 3, т. I, ч. II, с. 127—148.
5. Дубровина Л. С. Облака и осадки по данным самолетного зондирования.— Л.; Гидрометеоиздат, 1982, 216 с.
6. Косарев А. Л., Мазин И. П., Невзоров А. Н., Шугаев В. Ф. Оптическая плотность облаков.— Труды ЦАО, 1976, вып. 124, 168 с.
7. Кучевые облака и связанная с ними деформация полей метеоэлементов/Под ред. И. П. Мазина и С. М. Шметера.— Труды ЦАО, 1977, вып. 134, 127 с.
8. Левин Л. М. Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей.— Изд-во АН СССР, 1961, 267 с.
9. Мазин И. П., Шметер С. М. Облака: строение и физика образования.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983, 279 с.
10. Облака и облачная атмосфера. Справочник/Под ред. И. П. Мазина, А. Х. Хргиана.— Л.: Гидрометеоиздат, 1989.
11. Орлова Е. М. Краткосрочный прогноз атмосферных осадков.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979, 168 с.
12. Пальмен Э., Ньютон Ч. Циркуляционные системы атмосферы/Пер. с анг. под ред. С. П. Хромова.— Л.: Гидрометеоиздат, 1973, 615 с.
13. Риль Г. Климат и погода в тропиках.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984, 605 с.
14. Шметер С. М. Структура полей метеорологических элементов в зоне кучево-дождевых облаков.— Труды ЦАО, 1969, вып. 88, с. 120.
15. Шметер С. М. Термодинамика и физика конвективных облаков.— Л., Гидрометеоиздат, 1987, 287 с.
16. Хргиан А. Х. Очерки развития метеорологии. Изд. 2-е.— Л.: Гидрометеоиздат, 1959.
17. Browning K. A., Foote J. B. Air flow and hail growth in supercell storms and some implications for hail suppression.— Nat. Hail Res. Exper., 1975, Techn. Rep. N 75/1, 75 p.
18. Byers H. R., Braham R. R. Thunderstorm.— Wash., 1949. 287 п.
19. Hahn C. J., Warren S. G., London J., Chervin R. M., Jenne R. Atlas of simultaneous occurrence of different cloud types over land.— NCAR Techn. Note TN-201 + STR. 212 p.
20. Hahn C. J., Warren S. G., London J., Chervin R. M., Jenne R. Atlas of simultaneous occurrences of different cloud types over land.— NCAR Techn., Note TN 241-STR, 21 p.+ 188 maps.
21. International Cloud Atlas. Vol. I—II.— Geneva, World Meteorological Organization, 1956. 136 p., 224 pl.
22. International Cloud Atlas.— Geneva, WMO, 1987. 118 pl.
23. Pruppacher H. R., Klett J. D. Microphysics of cloud and precipitation.— Reidel, 1978, 716 p.

Глава 6. ОСАДКИ

Атмосферные осадки — основной источник увлажнения суши. От надежности определения количества осадков зависит точность многих теоретических расчетов, например водного баланса суши, связи теплового и водного баланса деятельной поверхности, водохозяйственных расчетов, в том числе и оценки урожайности. Не менее необходимы надежные данные о количестве осадков и для составления долгосрочных прогнозов погоды.

Сфера применения данных об осадках необычайно широка. С одной стороны, осадки — это метеорологический фактор, формирующий метеорологическую среду обитания человека, влияющий на растительность на земном шаре, в том числе на произрастание жизненно важных для человека культур. С другой стороны, можно рассматривать негативные последствия выпадения атмосферных осадков в аспекте агрессивности метеорологической среды в целом.

Изучение атмосферных осадков, определение их количества по территории началось давно. Каждое последующее обобщение, включающее новые сведения, приводило прежде всего к увеличению набора характеристик режима осадков и к увеличению точности определения их количества.

Естественно, что любое исследование возможно при наличии надежного исходного материала. Такими данными при изучении осадков являются средние многолетние значения количества осадков и других характеристик. Их вычисление и определение точности полученных средних представляет собой далеко не простую задачу. Результаты этих исследований позволили создать массив исходных данных — средних многолетних значений количества атмосферных осадков.

Самостоятельной задачей изучения любой метеорологической величины является составление климатологических карт, которые позволяют в наиболее сжатой форме получить полное представление о пространственном поле метеовеличины, в том числе и атмосферных осадков. Главная трудность любого картирования состоит в необходимости перехода от точечных данных к непрерывному полю. Даже при самой густой сети пунктов наблюдений требуется привлечение косвенных способов учета воздействия на осадки различных орографических факторов.

Наиболее характерное свойство полей осадков на поверхности Земли (как и зон осадков в атмосфере) — их пространственная и временна́я дискретность, пятнистость. Это свойство, проявляющееся особенно ярко в случае, когда масштаб осреднения невелик, сильно усложняет их изучение. Однако именно это свойство, наряду со свойствами, проявляющимися при длинном периоде осреднения (месяц, год, сезон), является предметом интереса как метеорологов и климатологов, так и практиков.

6.1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГОДОВОГО КОЛИЧЕСТВА ОСАДКОВ

На европейской части Советского Союза (ЕЧС) и в Западной Сибири можно выделить три крупных района с контрастными закономерностями распределения осадков, особенно их годовых сумм [13, 21—23].

Первый район. На равнинах (Русской и Западно-Сибирской) и отчасти Казахском мелкосопочнике распределение осадков подчинено закону широтной зональности. В средних широтах (56—60° с. ш.) выделяется зона повышенных значений количества осадков: на ЕЧС — от 750 до 800 мм/год (местами 900 мм) и в Западной Сибири — 650—700 мм осадков за год. В этих широтах в течение всего года сохраняется равномерная активность циклонических процессов. На ЕЧС зона повышенных сумм осадков несколько сдвинута на юго-запад (до 54° с. ш.), что обусловлено взаимодействием циркуляционных факторов с почти непрерывной цепью возвышенностей, сильно расчлененных и покрытых лесом. К северу и югу от зоны повышенных сумм осадков их количество уменьшается. На севере, кроме общециркуляционных факторов, большое влияние оказывают окраинные моря, ослабляющие развитие конвекции особенно весной и летом. Именно этим объясняется уменьшение количества осадков на берегах северных морей и заливов.

Урал разделяющий Русскую и Западно-Сибирскую равнины существенно трансформирует поле осадков. Хребет задерживает и активизирует метеорологические фронты. Тем самым создается меридиональная полоса повышенных сумм осадков перед хребтом особенно хорошо выраженная в холодный период; наоборот на некотором расстоянии за хребтом происходит размывание фронтов вследствие переваливания их через горы. Здесь проходит полоса пониженных сумм осадков.

Южная часть ЕЧС и Западной Сибири а также Казахстан и Средняя Азия по циркуляционному режиму относятся к северной окраине обширной аридной зоны простирающейся от Западной Африки до пустыни Гоби. В этих широтах ослаблена циклоническая деятельность вследствие чего происходит значительное уменьшение осадков. По сравнению с поясом повышенных сумм осадков средних широт на юге ЕЧС количество осадков уменьшается на 30 %, а на юго-востоке (Нижнее Поволжье) — более чем в два раза. Над Казахстаном и югом Западной Сибири находится широкая устойчивая и зимой, и летом область повышенной повторяемости антициклонов, где аридная зона заметно сдвинута к северу.

Аридность климата Средней Азии обусловлена в первую очередь характером циркуляционного режима планетарного масштаба, в условиях которого существуют пустыни во внутренних частях континента, а не только и не столько тем, что влага сюда не доходит в связи с удаленностью от Атлантического океана или изолированностью от Индийского океана высочайшими горами. При этом Туранская низменность отличается повышенным влагосодержанием атмосферы в течение всего года, что опровергает представление о ее изолированности от океанов. Создаются благоприятные условия для повышенного влагосодержания в западных и северо-западных потоках, причем в окраинных высоких горах конденсируется много влаги. Обширная площадь в этих горах хорошо увлажнена и служит при восточных переносах определенным источником влаги для тропосферы над Туранской низменностью.

Второй район. От правобережья Енисея до водораздельных хребтов, разделяющих склоны материка, относящиеся к бассейнам Северного Ледовитого и Тихого океанов, выделяются две меридиональные полосы с повышенными и пониженными суммами осадков. Полоса повышенных сумм осадков протянулась от Таймыра до Енисейского Кряжа, включая Среднесибирское плоскогорье и массив Бырранга. Наибольшие суммы осадков наблюдаются в горах Путорана, где местами они достигают 1000 мм. К востоку, включая долину р. Лены и низовья р. Алдан, количество осадков заметно уменьшается, особенно в холодный период, когда циркуляционный режим характеризуется повышенной атициклоничностью. Между 120 и 130° в. д. наблюдается максимум повторяемости антициклонов, т. е. циркуляционный фактор обусловливает уменьшение количества осадков, и характер орографии района усиливает этот процесс.

В обширной котловине, расположенной в центре Центрально-Якутской низменности, закрытой от западного переноса возвышенным плоскогорьем, количество осадков настолько уменьшается, что проявляются не свойственные этим широтам признаки аридности. По количеству выпадающих осадков (около 300 мм) междуречья рек Лены, Вилюя и Алдана приближаются к степным и полупустынным районам. Уменьшение количества осадков прослеживается и южнее, вплоть до Забайкалья. Далее к югу, особенно летом и осенью, преобладают воздушные массы, поступающие с акватории Тихого океана через Восточный Китай, обильно увлажняющие Саяны и горы Прибайкалья и отчасти Забайкалья. Горы являются влажной северной границей обширной аридной зоны. Годовые суммы осадков местами достигают 1500—2000 мм, чему способствует большая повторяемость летом циклонов, развивающихся на полярном фронте, который стабилизируется над югом Восточной Сибири и севером Монголии.

Вследствие большого влияния рельефа, обусловливающего региональные особенности циркуляции, в средних ши-

ротах полоса повышенных сумм осадков прослеживается лишь на западе Восточной Сибири.

Третий район. На северо-востоке Сибири в течение длительного периода преобладает антициклоническая циркуляция и влагосодержание воздушных масс невелико. Траектории циклонов проходят по югу и западу территории, где расположены дуги высоких хребтов, экранирующие плато средней части территории и прибрежную низменность северной окраины. Чередование горных цепей, межгорных и внутригорных плато, котловин, нагорий и низменностей создает сложную картину распределения осадков. Количество их сравнительно невелико и к востоку от Верхоянского хребта убывает с юга на север. На Верхоянском хребте количество осадков превышает 800 мм, а на Колымской низменности — составляет всего 300 мм.

К отдельной зоне можно отнести протянувшиеся по югу Советского Союза горные массивы. Известно, что горы активизируют осадкообразующие атмосферные процессы, вследствие чего в них выпадает во много раз больше осадков, чем на окружающих равнинах. Это цепочка влажных островов среди степных, полупустынных и пустынных пространств, в которой можно проследить с запада на восток и юг уменьшение площади с обильными осадками, но общие закономерности распределения осадков прослеживаются нечетко. Внутри горных массивов преобладает закон вертикальной поясности с очень сложным распределением осадков. Горные системы по территории СССР расположены на разных широтах — от Карпат до северной границы аридной зоны (горы Средней Азии и юга Сибири). Орографией вызываются не только восходящие, но и нисходящие движения воздуха.

На территории СССР выделены три типа климата: арктический (побережье северных морей и острова Советской Арктики), умеренных широт и субтропический (Крым, Кавказ и Средняя Азия). Достаточно хорошо изучена физическая сущность влияния на образование и распределение осадков таких факторов подстилающей поверхности, как рельеф местности, водная поверхность, и несколько в меньшей мере — влияние леса и крупных городов. Влияние рельефа количественно можно учесть в зависимости от высоты склонов, их ориентации, открытости и степени изрезанности возвышенности, общих условий увлажнения района, особенностей атмосферной циркуляции. Обычно определяется суммарный эффект всех перечисленных факторов. Влияние возвышенностей проявляется в формировании трех областей:

1) области увеличения количества осадков на равнине перед возвышенностью — так называемой области предвосхождения или области осадков запруживания;

2) области уменьшения количества осадков на подветренной равнине — так называемой дождевой тени;

3) самой возвышенности, где количество осадков возрастает.

Интенсивность, размеры дождевой тени и ее соотношение с орографическим максимумом зависят от общего характера увлажнения территории и от топографии местности.

В зоне с избыточным и достаточным увлажнением уменьшение осадков за возвышенностью выражено резко, но на сравнительно небольшом расстоянии. Дождевая тень быстро исчезает и количество осадков достигает среднего фонового значения, характерного для данного района. Здесь орографический максимум осадков в полтора-два раза больше, чем в области дождевой тени.

В зоне недостаточного увлажнения в основном происходит перераспределение осадков, а их общее количество не увеличивается. При этом уменьшение осадков в зоне дождевой тени выражено особенно резко и почти равно увеличению осадков в зоне предвосхождения, т. е. происходит перераспределение осадков.

6.1.1. Пространственное распределение осадков на равнинной части территории СССР

Для европейской части СССР характерны в основном фронтальные осадки; летом, кроме того, выпадают осадки конвективного происхождения.

В самом общем виде поле осадков ЕЧС характеризуется наличием двух основных тенденций: на достаточно четкую зональность накладывается общая меридиональная изменчивость, обусловленная увеличением континентальности климата по мере удаления от Атлантического океана и существенная расчлененность поля осадков под воздействием рельефа. Западные и юго-западные склоны горных систем и возвышенностей увлажнены обильнее. На возвышенностях распределение осадков носит сложный характер, обусловленный высотой, экспозицией склонов, степенью расчлененности, взаиморасположением хребтов. Особенно четко выражена высотная зональность природных поясов на Кавказе.

Для равнинной части характерно сравнительно однородное поле осадков с некоторыми колебаниями по территории, часто несущественными на практике [17, 21, 22] (рис. 6.1.1, 6.1.2).

Повышенные суммы осадков (около 700 мм) наблюдаются на возвышенных западных склонах Урала, и направление изогиет здесь почти меридиональное. В отдельных долинах рек, где годовые суммы осадков не превышают 650 мм, направление изогиет несколько изменяется. К западу от увалов местность понижается, вследствие чего восстанавливается зональное распределение осадков при их общем уменьшении с севера на юг.

В европейской части Советского Союза годовая сумма осадков превышает 800 мм на Прибалтийских возвышенностях и побережье Балтийского моря, Средне-Русской, и Валдайской возвышенностях.

В климате Западной Сибири, расположенной в центре Евразийского материка, ощущается как достаточно сильное влияние Атлантики, от которой почти полностью зависит увлажнение, так и большое влияние континента, с чем связана, в частности, значительная повторяемость антициклонов [15, 17, 18]. Сочетание этих двух факторов, а также несомненное влияние орографии с характерной защищенностью с запада и востока горными хребтами и возвышенностями и открытостью с севера и юга придает определенное своеобразие климату Западной Сибири. Так, для атмосферной циркуляции характерна большая изменчивость породы, так как влияние хребтов и возвышенностей, окаймляющих Западно-Сибирскую равнину, перерастает в макроциркуляционный фактор. Для поля осадков характерна преимущественно зональность, т. е. общее уменьшение осадков к югу, а затем их увеличение в предгорьях Кузнецкого Алатау и Салаирского кряжа, северных отрогов Алтая.

На территории Западно-Сибирской равнины заметно уменьшение осадков — от 600 мм на севере до 350—400 мм в Кулундинской степи. На севере низменности, где рельеф понижается в направлении к востоку, в этом же направлении уменьшается годовое количество осадков — от 600 мм до 500 мм, а в долинах рек — до 450 мм. Большое количество осадков (около 650 мм) выпадает в Васюганье. В районе Среднего Васюганья оно увеличивается до 700 мм. Заметно понижены годовые суммы осадков вблизи крупных озер — Чаны (370 мм) и Кулундинского (330 мм). На западе Кулунды годовые суммы осадков не превышают 350 мм. Такое уменьшение осадков приводит к тому, что степная зона в Сибири распространяется дальше к северу, чем на европейской части СССР, и отделена от лесных пространств лишь узкой полосой лесостепи. Особенно быстро этот переход происходит в пределах Барабы, расположенной к востоку от Казахской складчатой страны, перехватывающей значительную долю влаги.

На юге количество осадков возрастает по направлению к горам Алтая до 450—500 мм, в предгорьях и на западных склонах до 700 мм. В Кузнецкой котловине оно увеличивается по мере приближения к горам Кузнецкого Алатау.

В Восточной Сибири сохраняется тенденция уменьшения осадков с запада на восток и выделяются очень засушливые области. Так, скудными осадками отличается Хакасская автономная область, где за год выпадает менее 350 мм осадков. С увеличением высоты местности количество осадков резко возрастает. Наибольшее количество осадков выпадает на склонах высокогорной части Западного и Восточного Саянов (свыше 1200 мм). Водораздельный хребет Восточного Саяна, вытянутый с юго-востока на северо-запад, является резко выраженной климатической границей: к югу и юго-западу расположена влажная (свыше 1200 мм) область Восточного Саяна, к востоку и северо-востоку — континентальная сухая полоса Саянской горной страны (менее 400 мм осадков за год).

Тувинская котловина, находящаяся под воздействием иссушающих южных ветров, получает очень мало осадков [22, 24]. Здесь преобладает пустынно-степной ландшафт. Большой сухостью отличается Хемчикская и Убсунурская котловины — немногим более 200 мм осадков за год.

Контрасты годового количества осадков по территории Прибайкалья связаны в основном с рельефом местности. Между долиной реки Лены на севере и озером Байкал на юге расположена целая система хребтов и нагорий. На западных наветренных склонах хребтов, таких, как Приморский, Байкальский, Хамар-Дабан, и в предгорьях Восточного Саяна осадков выпадает за год в два-три раза больше, чем на подветренных склонах.

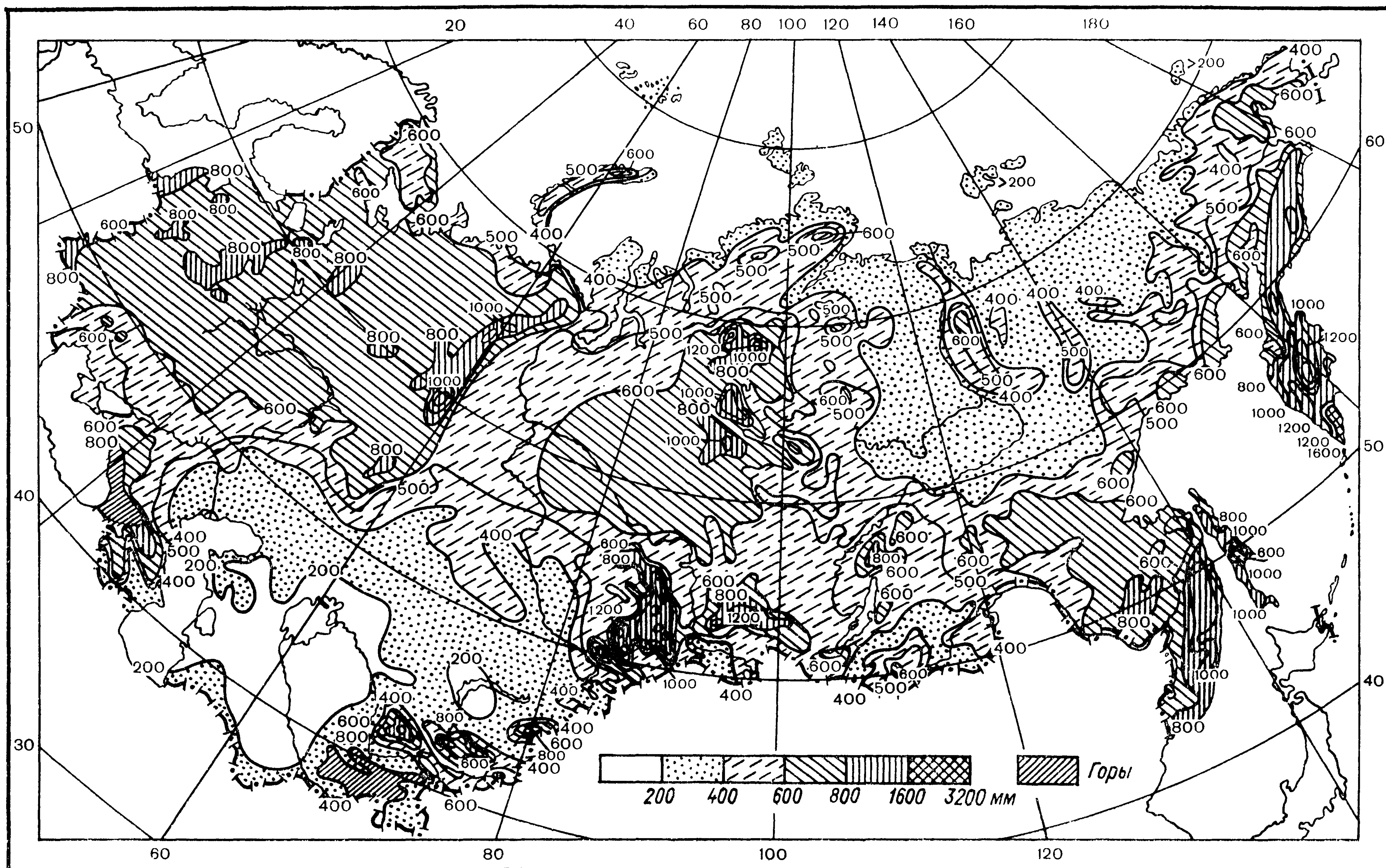


Рис. 6.1.1. Распределение годовых сумм осадков (мм) территории СССР.

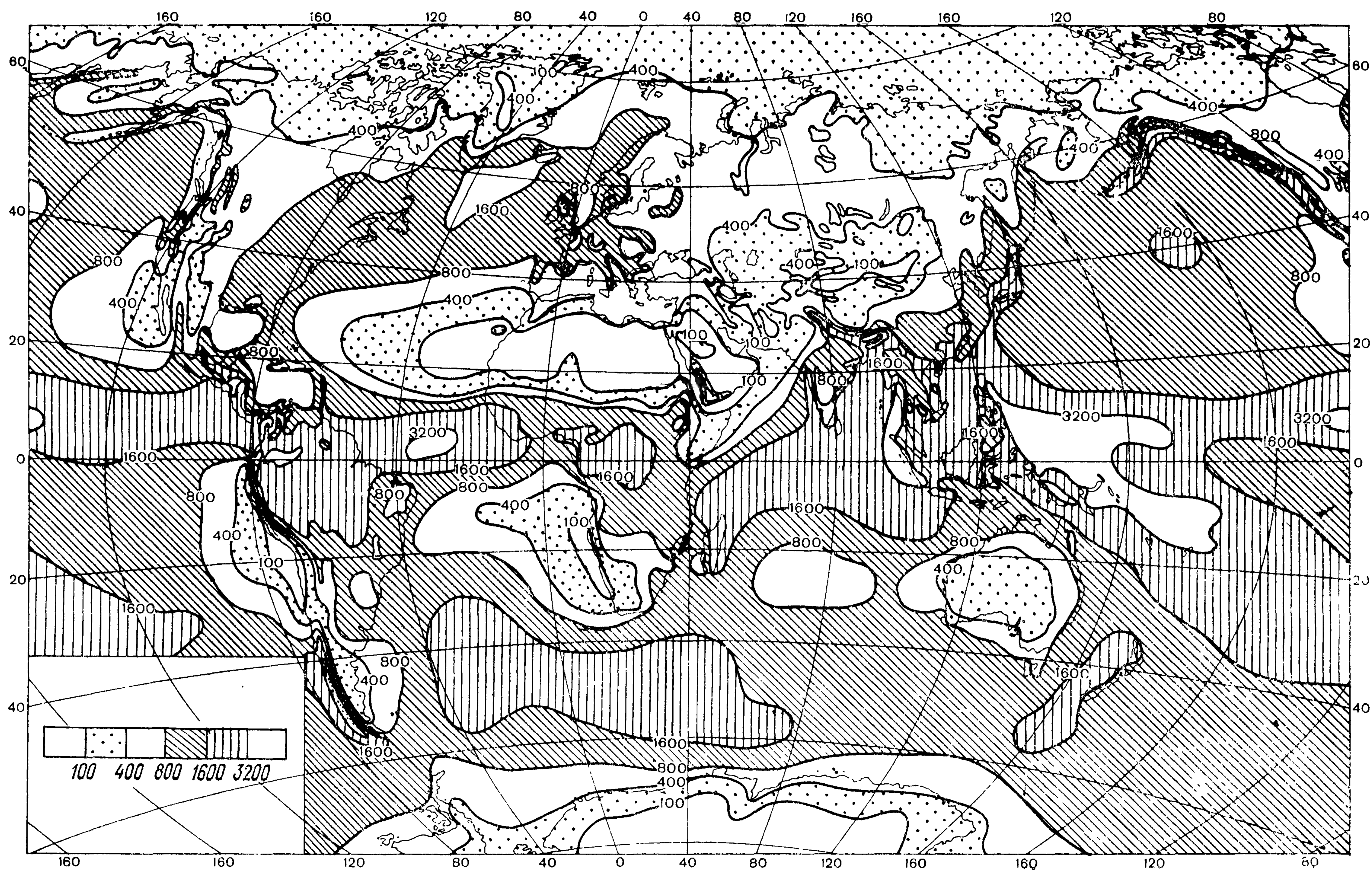


Рис. 6.1.2. Распределение годовых сумм осадков (мм) по земному шару.

Наибольшее количество осадков выпадает на склонах Хамар-Дабана, обращенных к юго-западной части озера Байкал (1500 мм). Влага сюда поступает с северо-западными ветрами. За этой системой хребтов находятся глубоко врезанные сухие долины, где в зависимости от их направления, строения и степени закрытости количество осадков изменяется от 350 мм до 450 мм.

Поскольку озеро Байкал располагается в глубокой котловине, количество осадков как на озере, так и на его побережье сравнительно невелико. Наиболее засушливым районом является остров Ольхон, где отмечается наименьшая для всей области сумма осадков — 240 мм в год. Столь же засушливым является и западный берег озера. Восточные берега озера увлажнены несколько лучше, чем западные. Много осадков выпадает на южном берегу (свыше 1200 мм). В предгорьях Восточного Саяна годовая сумма осадков составляет около 600 мм, увеличиваясь на наветренных склонах до 800 мм.

Формирование климатических особенностей Дальнего Востока связано прежде всего с внетропической муссонной циркуляцией, обусловленной сезонным изменением барического режима над Азиатским материком (высокое давление зимой и низкое летом). Зимний антициклон и летняя депрессия резко преобладают над системами противоположного знака. Зимний муссон характеризуется северным и северо-западным направлением ветра по восточной окраине Азиатского материка: преобладает вынос воздуха с материка на море. С летним муссоном связаны восточный и юго-восточный перенос воздуха из антициклона над океаном в более или менее устойчивые депрессии над восточной Азией. Таким образом, годовой ход осадков выражен резко: зима — сухой сезон, а лето и особенно осень — влажный.

Сложный горный рельеф, разнообразная ориентация орографических препятствий и своеобразное положение северо-восточной части Азии, омываемой водами холодных морей, обусловливают пятнистость в распределении осадков. Больше всего осадков выпадает на гористых мысах побережья Охотского и Берингова морей — 600 мм и более. На побережье Восточно-Сибирского моря количество осадков не превышает 250 мм за год. На остальной территории преобладает 300—400 мм и более. Почти 800 мм осадков выпадает в горных районах Амурской области, на юге Хабаровского края и на восточных склонах Буреинского хребта. В западной части равнинной территории Амурской области за год выпадает 600 мм осадков, к юго-востоку их количество увеличивается до 650 мм. В прибрежной полосе Хабаровского края оно изменяется от 500 до 700 мм.

На географическое распределение осадков Приморского края наиболее существенное влияние оказывает горный хребет Сихоте-Алинь. Характер сочетания долин и отрогов хребта, экспозиция склонов вносят заметное разнообразие в поле осадков.

Наибольшее количество осадков за год (900—1200 мм) выпадает на склонах северной части горной страны Сихоте-Алинь.

На Камчатке годовое количество осадков убывает с юго-востока (свыше 2000 м) на северо-запад (до 500 мм). На южной оконечности Камчатки, юго-восточном побережье и открытых мысах выпадает свыше 1000 мм, местами — до 1500 мм осадков за год. Сравнительно много осадков выпадает на острове Медном (более 1400 мм). Между Срединным и Восточным хребтами, в центральной части долины реки Камчатки, а также на севере Корякского округа в долине реки Пенжино годовое количество осадков невелико (600 мм). На северо-востоке полуострова, вблизи бухт и заливов, окруженных горами, количество осадков приближается к 700 мм. На восточном горном побережье выпадает осадков больше, чем на низменном западном, где количество осадков также уменьшается в северном направлении и составляет от 1200 мм на юге до 600 мм на севере. Однако западные предгорья и склоны Срединного хребта в отдельные сезоны, когда господствует зональная циркуляция (весна и лето), являются наветренными. Здесь выпадает на 15 % больше осадков, чем на побережье. Таким образом, изогиеты на полуострове Камчатка имеют в основном меридиональное направление.

Режим осадков острова Сахалин в первую очередь связан с влиянием интенсивных циркуляционных процессов муссонного характера. Вторичным фактором является влияние подстилающей поверхности, ее гористый ландшафт и изрезанность береговой полосы. На острове количество осадков уменьшается с юга (более 1000 мм) на север и к долине реки Поронай (700 мм). На Курильских островах оно повсеместно превышает 1000 мм. В зимний период на острове Сахалин преобладают обширные малоподвижные южные и юго-западные циклоны, приносящие обильные снегопады. Для весны характерно частое прохождение ложбин и гребней, связанное с преобладанием на Дальнем Востоке зональной циркуляции. При этом с малоподвижными антициклонами связаны длительные периоды с моросящими осадками, суммы которых невелики. Летом, особенно во вторую его половину, для этого района характерно вхождение интенсивных южных циклонов и тайфунов, приносящих обильные дожди. Осенью под влиянием теплых и сухих антициклонов количество осадков резко уменьшается.

В климате Средней Азии на режим увлажнения оказывают решающее влияние орографические факторы, обостряя сухие атмосферные фронты и тем самым способствуя обильному выпадению осадков на наветренных склонах. Это относится и к влиянию Казахского мелкосопочника, относительно невысокие возвышенности которого усиливают волновые возмущения на холодных фронтах. В целом Средняя Азия является самым сухим районом Советского Союза.

Обширная площадь зоны пустынь и полупустынь Средней Азии окаймлена с юга высокогорными ландшафтами, где летом создаются благоприятные условия для развития термической циркуляции. Этому способствуют крупные высокие горные узлы и обширные плоскогорья, малая облачность и интенсивные радиационные процессы. С хорошо развитой конвекцией связан летний максимум осадков, но осадки конвективного происхождения имеют локальное значение. Основные запасы влаги (снег в горах) формируются под влиянием общециркуляционных процессов. Наиболее мощный снежный покров образуется на западных склонах.

В высокогорье, где в течение года преобладают западные воздушные потоки, нет необходимости подразделять район на северную и южную части. Это единая циркуляционная область. В то же время климат в горах чрезвычайно разнообразен и в первую очередь зависит от форм рельефа — на плоскогорьях и некоторых высоко расположенных долинах он сухой, а на высоких хребтах, наоборот,— влажный. Объясняется такое различие тем, что плоский рельеф не обостряет атмосферные фронты, а влагосодержание на больших высотах невелико. Поэтому здесь осадков выпадает мало (около 100 мм), что характерно для пустынь. Хребты, наоборот, активизируют проходящие фронты, и осадки образуются даже в сухом тропическом воздухе Средней Азии. Особенно много осадков выпадает на хребтах, когда в западную часть Тянь-Шаня с западными циклонами проникает средиземноморский и атлантический воздух. Годовое количество осадков достигает 3000 мм, а зимой снег питает обширные ледники, дающие основной сток рек Средней Азии. В горах выделяется много климатических подрайонов, различающихся в первую очередь количеством осадков, которое определяется основной экспозицией склона по отношению к ветрам западной четверти. С общей макроэкспозицией может не совпадать фактическая экспозиция отдельных участков склона. На склонах, не закрытых соседними хребтами с юго-запада, запада и северо-запада, выпадает в три-четыре раза больше осадков, чем на противоположных склонах. На общем засушливом фоне климата Средней Азии различия в осадках такого порядка коренным образом меняют ландшафт. На первый взгляд, создается впечатление существенных физико-географических преобразований. Однако пестрота и территориальная ограниченность этих ландшафтов говорит об их локальности на едином фоне генетически важных общециркуляционных факторов.

6.1.1.1. Месячное количество осадков

Территориальные контрасты месячного количества осадков за исключением южных горных массивов Карпат и Урала кратко можно обобщить следующим образом. С ноября по апрель наибольшее количество осадков выпадает в средней полосе европейской части СССР и на юго-востоке Камчатки и наименьшее — в континентальных районах Восточной Сибири; с мая по октябрь наибольшее — в Приморье, наименьшее — в Средней Азии (табл. 6.1.1).

В табл. 6.1.1 представлено месячное и годовое количество осадков по 43 пунктам для трех меридиональных разрезов, проходящих с севера на юг через основные ландшафтные зоны: европейскую часть Советского Союза (40° в. д.), Западную Сибирь (60° в. д.) и Восточную Сибирь (130—140° в. д.).

На западных склонах Алтая и в Горной Шории годовая сумма осадков изменяется от 1000 до 1300 мм. На склонах Салаирского кряжа и Кузнецкого Алатау в местах, наиболее открытых для влажных западных ветров, осадков выпадает в два раза больше, чем на прилегающей равнине.

Таблица 6.1.1

Месячное и годовое количество осадков (мм)

№ п/п	Станции	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
	40° в. д.													
1	Архангельск	26	22	23	27	40	59	66	64	66	55	43	34	525
2	Каргополь	33	27	32	33	49	70	71	75	69	54	44	36	593
3	Вологда	35	26	29	35	51	69	74	71	65	52	41	40	588
4	Тотьма	40	29	34	37	55	75	80	76	74	63	50	46	659
5	Иваново	38	35	36	40	53	65	84	69	65	61	54	46	646
6	Москва	45	38	40	40	59	70	88	75	59	59	54	50	677
7	Воронеж	33	26	30	38	51	58	71	59	45	45	41	42	539
8	Богучар	39	32	30	37	45	51	61	54	33	43	43	46	514
9	Ростов-на-Дону	40	38	37	42	48	66	55	43	39	43	48	56	555
10	Таганрог	43	40	36	37	42	60	62	37	34	36	44	51	522
11	Тихорецк	48	41	40	44	61	72	55	46	38	44	51	63	603
12	Краснодар	53	50	54	53	61	71	61	52	40	55	64	72	686
13	Ачишко	363	326	301	215	200	218	151	174	216	283	342	413	3202
14	Сочи	177	141	123	109	79	90	96	111	136	147	160	185	1554
	60° в. д.													
1	Усть-Щугор	39	29	30	36	46	62	71	73	76	68	56	44	630
2	Чердынь	46	34	37	37	55	61	74	72	71	69	64	48	668
3	Свердловск	20	17	50	26	49	69	84	74	45	36	30	27	497
4	Петропавловский	14	15	15	20	36	56	72	50	32	29	18	19	376
5	Верхнеуральск	15	13	16	21	35	53	84	46	33	26	18	19	379
6	Иргиз	11	11	13	18	16	19	19	13	14	19	15	15	183
7	Челкар	14	12	17	18	16	19	18	10	14	18	17	15	188
8	Муйнак	9	10	13	18	8	7	5	4	5	13	12	9	113
9	Нукус	8	10	15	17	12	5	4	2	3	8	7	11	102
10	Ашхабад	25	28	45	47	31	5	1	1	5	16	22	22	249
	130—140° в. д.													
1	Саксылах	9	10	9	10	13	34	40	40	25	16	11	11	228
2	Верхоянск	8	6	6	5	10	29	37	30	17	13	11	9	181
3	Сюрен-Кюель	7	6	5	11	30	67	76	68	38	13	9	7	337
4	Томпо	5	4	6	9	26	52	60	51	33	21	12	6	285
5	Якутск	10	7	6	9	18	31	42	41	26	19	14	11	234
6	Амга	12	9	6	10	21	33	43	43	29	21	18	13	258
7	Усть-Мая	11	9	9	12	22	38	51	49	35	30	22	14	302
8	Благовещенск	6	5	10	26	47	99	130	120	75	24	13	8	563
9	Аян	14	11	20	44	79	91	126	164	155	80	41	28	853
10	Бомнак	6	4	11	32	51	80	123	124	75	33	22	9	570
11	Софийский прииск	6	5	11	31	61	114	158	159	98	42	25	11	721
12	Богородское	18	13	16	26	46	51	67	80	70	44	31	32	494
13	Комсомольск-на-Амуре	10	10	13	30	55	73	96	104	88	43	19	17	558
14	Бикин	7	9	18	42	69	124	165	152	121	41	23	13	784
15	Дальнеречинск	12	12	20	36	67	83	105	130	85	51	27	16	644
16	Чугуевка	18	19	26	45	65	89	112	118	105	59	41	25	722
17	Тимирязевский	7	8	16	35	63	84	93	121	106	54	28	11	626
18	Сад-город	15	18	28	46	70	91	100	146	123	65	45	23	770
19	Посьет	8	7	17	34	62	88	118	160	99	48	24	10	675

Предгорная часть Саян, Минусинская котловина и Хакассия отличаются значительной сухостью (350—400 мм), так как юго-западные и западные воздушные потоки, преодолевая высокогорные области Кузнецкого Алатау, Западного Саяна и хребта Танну-Ола, оставляют там обильные осадки (1000—1500 мм). С увеличением высоты местности количество осадков резко возрастает. Наибольшее их количество выпадает на склонах высокогорной части Западного и Восточного Саянов (свыше 1200 мм). Водораздельный хребет Восточного Саяна, вытянутый с юго-востока на северо-запад, является резко выраженной климатической границей: к югу и юго-западу расположена влажная (свыше 1200 мм) область Восточного Саяна, к востоку и северо-востоку — континентальная сухая полоса Саянского нагорья (менее 400 мм). Для анализа годового хода нередко используется деление года на календарные трехмесячные сезоны (см. рис. 5.1 из [23]).

Количественную оценку степени континентальности климата по показателю осадков можно провести в зависимости от отношения осадков в весенне-летнее (март—август) и осенне-зимнее (сентябрь—февраль) полугодия [22]. На территории СССР выделяются четыре типа климата, отражающие степень континентальности: неконтинентальный — отношение меньше 1,0, полуконтинентальный — отношение от 1,75 до 1,0, континентальный — отношение от 3,5 до 1,75, резко континентальный — отношение свыше 3,5. На территории Советского Союза преобладает полуконтинентальный тип годового хода осадков. Резко континентальный тип четко прослеживается в Забайкалье. К неконтинентальным районам относится большая часть Камчатки, Курильские острова и остров Сахалин, а также побережье северных морей к западу от 80° в. д., узкая полоса Балтийского побережья и довольно широкая зона к северу от Черноморского и Каспийского побережий.

В качестве одного из показателей климата обычно рассматривается годовая амплитуда количества осадков, анализ которой представляет определенный теоретический и практический интерес. На большей части ЕЧС годовая амплитуда осадков несколько превышает 40 мм, местами (верховья Днепра) достигает 50 мм. На севере и юге ЕЧС она составляет менее 40 мм. По сравнению с ЕЧС в Сибири севернее 60° с. ш. годовая амплитуда увеличивается в среднем на 10 мм, достигая 50 мм, а местами и больше. Максимальное значение амплитуды (около 100—125 мм) отмечается в Забайкалье и Приморье, а также местами на Кавказе и в горах Средней Азии. Минимальная годовая амплитуда осадков (около 15—20 мм) характерна для Казахстана.

Выше было дано представление о пространственных закономерностях распределения осадков. В качестве наиболее значимого экстремального показателя климата, связанного

с атмосферными осадками, можно упомянуть засухи. В процессе своей практической деятельности человек ориентируется на средние условия, типичные для данного района в данный сезон, а сооружения, технология, транспортные средства, посевы сельскохозяйственных культур рассчитываются обычно на наиболее вероятные климатические показатели, в том числе с учетом вероятности засух. В современных условиях хозяйствования засухи причиняют ущерб также выработке электроэнергии, речным перевозкам и всем производствам, связанным с потреблением большого количества воды.

К районам формирования засух на континентах северного полушария относятся территории с большой межгодовой изменчивостью гидрометеорологического режима в летний период. Прослеживается связь засух с формированием высотных антициклонов, блокированием западного переноса в умеренных широтах, со слабым выносом влаги с океанов в континентальные районы. На территории СССР к таким относятся районы севера европейской части Союза, Средняя Азия, север и юг Сибири.

За критерий атмосферной засухи можно принять некоторую площадь, где возникает тесная корреляция малого количества месячных районных осадков со средней высокой температурой [5]. Подобные условия территориально наиболее вероятны на юге ЕЧС (Поволжье) и в Восточном Казахстане. Обычно они возникают в годы с ярко выраженной меридиональностью процессов атмосферной циркуляции. Так, на ЕЧС засухи наблюдались в 1891, 1897, 1906, 1921, 1936, 1957, 1959, 1967, 1972, 1975, 1977 гг., а в Восточном Казахстане — в 1893, 1900, 1909, 1915, 1923, 1944, 1945, 1955, 1965, 1974, 1976 гг.; одновременно на всей этой территории — в 1901, 1920, 1931 и 1951 гг. В то же время засухи наблюдались в Казахстане и при зональной циркуляции — в 1929, 1935, 1940, 1943, 1962, 1963, 1968 гг.

6.1.2 Основные характеристики атмосферных осадков на континентах

6.1.2.1. Западная Европа

Территория Европы, расположенная в умеренном поясе, в основном находится под воздействием западного переноса, обусловленного взаимодействием азорского центра повышенного давления и исландской депрессии. Европа относится к зоне избыточного и достаточного увлажнения. Исключение составляют часть полуостровов Средиземного и Черного морей.

Континентальные воздушные массы в формировании климата Западной Европы играют подчиненную роль, однако на юго-востоке Восточной Европы их влияние становится значительным. В основном здесь выпадают фронтальные осадки, но летом заметная часть осадков имеет внутримассовое происхождение. Зимой на европейской части СССР сказывается влияние сибирского антициклона. Отчасти оно распространяется на юго-восток Западной Европы. Западные окраины Европы относятся к зоне максимума осадков внетропических широт, обусловленных преобладанием воздушных масс морского происхождения.

Южные полуострова Европы (Пиренейский, Апеннинский, частично Балканский и Крымский) находятся в зоне субтропического климата. Здесь, кроме центров действия умеренных широт, некоторую роль играют континентальные воздушные массы, проникающие из Северной Африки и Западной Азии.

Как уже упоминалось, в общем виде поле осадков Европы характеризуется двумя основными тенденциями: географической зональностью, с одной стороны, и меридиональной изменчивостью, с другой. В целом контрастность поля осадков в Европе меньше, чем на других материках, т. е. невелики районы с исключительно большими (5000 мм в отдельных районах наветренных склонов и на вершинах Динарских, Скандинавских и Шотландских гор; до 3000 мм в Альпах) и малыми (200 мм на Пиренейском полуострове) суммами годовых осадков. Для равнинной части Европы характерно равномерное распределение осадков за исключением отдельных участков в сухих районах [10, 13, 23].

Наибольшие контрасты по территории характерны для Средиземноморского побережья, где на небольших расстояниях различие годовых сумм осадков может превышать 1000 мм. Склоны гор, находящихся на пути зимних циклонов, приходящих с моря, обильно орошаются осадками (выше 1500 мм в год). В то же время некоторые территории, находящиеся в непосредственной близости от моря и омываемые им, страдают от засухи (восточная часть Апеннин, центральная и восточная Греция). В целом Западная Европа более увлажнена по сравнению с восточной. Различие в годовых суммах на одной и той же широте достигает в среднем 200—400 мм.

На Европейском континенте в восточном направлении осадки уменьшаются от 1000 мм на северо-западе Франции до 700—800 мм в западных районах ЕЧС. На западе континента характер распределения осадков по территории тесно связан с рельефом местности: с высотой и направлением склонов по отношению к ветрам, приносящим влагу. Наибольшее количество осадков выпадает в горных массивах (до 2000 мм) и на западном побережье (1200 мм). Наименьшее количество осадков наблюдается на южном побережье и в речных долинах. На общем фоне равномерного распределения осадков на северо-западе континента некоторое уменьшение осадков в долинах рек (например, в нижней части долины реки Шельды) на практике не существенно. Более ярко выражено уменьшение сумм осадков на подветренных склонах в Арденах («дождевая тень»).

В горах Средней Европы (Судеты, Татры, северные отроги Карпат) количество осадков заметно возрастает. Максимальное количество наблюдается в Западных Карпатах, Бескидах и в Татрах (1200 мм), где отмечаются и большие вертикальные градиенты количества осадков.

Значительная часть субтропической зоны Европы относится к сухим районам (менее 400 мм). В центральной части Апеннинского полуострова выпадает менее 200 мм осадков. Чрезвычайной сухостью отличается и Пиренейский полуостров. Летом здесь преобладает атлантический и средиземноморский тропический воздух. Высокие окраинные горы (Пиренеи и Кантабрийские) препятствуют проникновению влажных воздушных масс во внутреннюю часть полуострова, и годовое количество осадков колеблется от 2000 мм в горных районах до 400 мм в центре Арагонской котловины. На всех возвышенностях и в горных массивах количество осадков превышает 1000 мм, достигая на значительных площадях 1200 мм и более. В долинах рек, впадающих в Бискайский залив и Средиземное море, выпадает около 900 мм за год, местами меньше 800 мм.

На пространственное распределение осадков на Апеннинском полуострове существенное влияние оказывают горы, чем и объясняется большая разница (600—700 мм) в количестве осадков, выпадающих на наветренных и подветренных склонах Апеннин.

На Балканском полуострове выпадает значительное (более 1500 мм), а местами и чрезвычайно большое (около 2000 мм) количество осадков, Это обусловлено орографией местности — горы начинаются почти от побережья. Медленно поднимаясь по склонам гор, влажный морской воздух становится насыщенным водяным паром и происходит конденсация влаги. Здесь расположено самое дождливое место в Европе — вблизи бухты Котарю, глубоко вдающейся в сушу и окруженной с трех сторон горами. Богата осадками также часть северного побережья. С удалением от берега в глубь полуострова годовое количество осадков постепенно уменьшается. На островах и равнинных участках побережья осадков также значительно меньше, чем на склонах Динарских гор.

На западном побережье Ионического моря и на высоких плато Эпира и Пелопоннеса выпадает до 1200 мм осадков за год. Переваливая через горы, богатые влагой воздушные массы с запада и юга приходят в подветренные районы более сухими, принося мало осадков.

В Карпатах увеличение количества осадков с высотой местности происходит очень неоднородно. Гнездовое орографическое строение Западных Карпат обусловливает выделение изолированных мест с большим количеством осадков и сухие котловины, окруженные горами. Чаще склоны гор, ориентированные навстречу влажным ветрам, увлажняются сильнее, но в Карпатах, особенно в их восточной части (Лесистые Карпаты), эта закономерность увлажнения склонов нарушается. Объясняется это общим направлением внешних хребтов Восточных Карпат с северо-запада на юго-восток, т. е. почти параллельно преобладающим воздушным течениям. В Судетах наблюдается более быстрое увеличение количества осадков с высотой местности.

В Альпах четко выражена смена высотных природных поясов. Бо́льшая часть альпийских хребтов простирается в широтном направлении, поэтому влажный атлантический воздух проникает и в Восточные Альпы. Наиболее увлажненными являются северные и юго-восточные Альпы, причем на северном склоне осадки увеличиваются до высоты 3000 м. На западных и южных склонах характерен максимум осадков в лесном поясе и уменьшение количества осадков выше верхней границы леса (2500 м над уровнем моря). На восточных склонах на высоте около 2000 м выпадает свыше 3500 мм

в год (высокогорье Швейцарии). Меньше всего осадков (до 1000 мм) выпадает на западе итальянских Альп и в долине реки Дравы.

На обширной Венгерской низменности, несмотря на ее котловинное положение, годовое количество осадков достигает 700 мм. В Рудные горы и особенно к северу от них, где холоднее и высота уровня конденсации меньше, через Венгерскую низменность вторгаются циклоны с Адриатики, принося теплый и влажный воздух из восточных районов Средиземноморья. По мере приближения к подножию гор годовое количество осадков заметно увеличивается и затем быстро возрастает с высотой — от 700 до 1000 мм. Распределение осадков здесь пестрое и зависит от ориентации долин и склонов, от высоты и степени защищенности местности. Иногда более высокие вершины оказываются выше зоны максимума осадков и их здесь выпадает меньше, чем на более низких вершинах и склонах гор. Так, отроги Западных Альп и Вогезы экранируют осадки, и горы к востоку от них получают меньше осадков, несмотря на то, что высота их больше. Много осадков выпадает в невысоких, но расположенных на пути влагонасыщенных потоков Средне-Германских горах (до 1200 мм осадков за год). Области, расположенные за горами, находятся в дождевой тени, т. е. являются относительно сухими (600—700 мм). Даже небольшие возвышенности на территории Северо-Германской низменности отличаются повышенным количеством осадков. К востоку от Гарца наблюдается резкое уменьшение количества осадков (600 мм). Это дождевая тень почти полукругом окружает Гарц с востока, достигая долины Эльбы. Быстро уменьшается количество осадков с выходом на равнину, примыкающую к пограничным районам Советского Союза.

На большей части территории Европы осадки выпадают в течение года равномерно (табл. 6.1.2).

Таблица 6.1.2

Среднее месячное и годовое количество осадков (мм) для территории Европы

№ п/п	Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	VII	Год
	Исландия													
1	Рейкьявик	89	64	62	56	42	42	50	56	67	94	78	79	779
2	Вик	184	174	188	181	137	160	171	205	217	208	217	221	2263
	Великобритания													
3	Ахнашин	232	177	127	156	93	114	148	150	189	234	196	242	2058
4	Лох-Куойх	362	252	193	181	131	162	176	195	263	338	298	326	2877
5	Киллин	217	142	104	92	88	74	98	108	123	181	166	189	1572
6	Барроу-дейл	406	270	211	189	172	189	243	281	320	349	361	349	3340
7	Сноудон	494	338	264	245	221	284	360	407	392	474	436	445	4360
8	Бирмингем	74	54	50	53	64	50	69	69	61	69	84	67	764
9	Лондон (Кью)	53	40	37	38	46	46	56	59	50	57	64	48	594
10	Плимут	99	74	69	53	63	53	70	77	78	91	113	110	950
	Ирландия													
11	Белфаст	80	52	50	48	52	68	94	77	80	83	72	90	845
	Норвегия													
12	Вардё	44	46	47	36	36	37	41	52	63	56	43	43	544
13	Тромсё	96	79	91	65	61	59	56	80	109	115	88	95	994
14	Тронхейм	68	67	67	60	48	66	70	78	92	98	67	76	857
15	Берген	179	139	109	140	83	126	141	167	228	236	207	203	1958
16	Осло	41	32	32	37	43	50	75	84	62	68	52	47	623
	Швеция													
17	Стокгольм	43	30	26	31	34	45	61	76	60	48	53	58	555
18	Гетеборг	51	34	29	39	34	54	86	84	75	65	62	57	670
	Финляндия													
19	Хельсинки	52	41	38	39	46	48	61	77	69	68	66	59	664
	Франция													
20	Париж	46	39	40	44	53	55	58	58	50	57	51	51	602
21	Брест	133	96	93	69	68	56	62	80	90	104	133	150	1129
22	Бордо	90	75	63	48	61	65	56	70	84	83	96	109	900
23	Марсель	43	32	43	42	46	24	11	34	60	76	69	66	546
24	Ницца	68	61	73	73	68	35	20	27	77	124	129	107	862
	Швейцария													
25	Цюрих	68	61	69	88	107	138	139	132	101	80	72	73	1128
26	Лозанна	70	66	73	72	90	106	100	116	106	90	91	84	1064
27	Большой Сен-Бернар	180	164	191	201	181	163	130	140	152	198	197	200	2099
	Федеративная Республика Германии													
28	Бонн	47	43	34	47	58	74	67	81	51	46	48	44	640
29	Франкфурт	47	37	40	42	48	61	65	68	54	56	50	52	620
30	Берлин	44	34	36	40	49	59	78	60	45	48	41	44	581
31	Брокен	165	120	98	109	82	102	133	132	108	129	118	146	1445

№ п/п	Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
	Австрия													
32	Зоннблик	115	108	112	153	136	142	154	134	104	118	108	111	1495
33	Зальцбург	73	70	70	89	127	167	191	163	111	82	70	65	1278
34	Вена	39	36	45	55	72	72	82	67	49	54	47	48	666
	Чехословакия													
35	Прага	23	24	23	32	61	67	82	66	36	42	26	26	508
	Польша													
36	Варшава	30	26	28	39	50	61	83	68	44	40	38	34	541
37	Закопане	41	50	56	78	118	169	172	151	82	70	64	55	1106
	Венгрия													
38	Будапешт	40	36	44	55	70	72	53	50	46	59	58	51	634
	Румыния													
39	Бухарест	39	30	39	46	67	90	61	46	37	44	45	42	586
	Португалия													
40	Лиссабон	94	80	93	61	43	18	5	5	35	73	100	99	706
	Испания													
41	Мадрид	33	36	42	44	42	33	11	12	36	48	52	43	432
	Италия													
42	Генуя	91	100	108	86	90	63	42	52	99	174	172	133	1210
43	Рим	80	72	69	70	57	38	15	23	70	98	111	100	803
	Югославия													
44	Белград	40	37	42	56	74	82	62	54	46	57	54	49	653
45	Сараево	65	60	68	68	86	91	66	66	77	97	88	78	910
46	Дубровник	149	117	94	98	77	63	24	33	102	134	205	160	1256
47	Ярквице	549	457	564	403	268	141	72	85	251	750	978	800	5317
	Болгария													
48	София	42	31	37	55	71	90	59	43	42	55	52	44	622
	Албания													
49	Шкодер	216	173	149	101	114	58	30	44	128	262	241	227	1741
	Греция													
50	Афины	57	37	35	31	19	13	5	10	17	46	51	55	366

6.1.2.2. **Зарубежная Азия**

Климатические контрасты между отдельными частями Азиатского континента в целом ни в чем не выражены так резко, как в чрезвычайно неравномерном распределении осадков. Исключительно обильны осадки на южных склонах Гималаев, на западных склонах гор полуостровов Индостан и Индокитай, на всех островах Индонезии, которые получают за год от 1500 до 3000 мм осадков, а местами значительно больше. Это тропическая зона вечнозеленых «дождевых» лесов. Здесь расположен один из самых влажных районов на Земном шаре — Черрапунджи (штат Ассам) со средним годовым количеством осадков около 12 000 мм. Напротив, почти весь юго-запад континента, огромные пространства внутри Азиатского материка крайне сухи и во многих районах осадки здесь не достигают 200 мм в год (пустыни и полупустыни) (лист 15 из Атласа [13]).

Особенности распределения осадков в Азии связаны с резко выраженным влиянием на циркуляционные факторы подстилающей поверхности (орографии), существенно искажающей широтную зональность. Пространственное распределение осадков в Восточной Азии формируется муссонной циркуляцией, накладывающейся на зональную, а также континентальными циклонами, а на побережье — тайфунами. Обширность орографических форм и пересеченность рельефа Восточной Азии обусловливают очень неравномерное распределение осадков по ее территории. Наиболее резко количество осадков уменьшается по мере удаления от Тихого океана на запад.

В Восточной Азии размеры переходной зоны от аридного климата к влажному тропическому и субтропическому велики. Эта зона протянулась от северо-востока и севера Китая через горные хребты Циньлин и Наньшань до прибрежных районов. Здесь годовые суммы осадков изменяются от 400 до 800 мм.

В тропической и субтропической зонах Южной Азии больше всего влаги получают гористые западные окраины полуостровов Индостан и Индокитай, а также южные склоны Гималаев и юго-западные районы островов Суматра, Ява и Шри-Ланка.

Годовое количество осадков составляет 2000—3000 мм на островах Малайского архипелага (за исключением отдельных участков на востоке Явы и Сулавеси), на значительной части территории Индокитая (за исключением Бирмы и юго-восточного побережья), на южных склонах Восточных Гималаев и Ассамских гор, на западном побережье Индостанского полуострова и на юго-западе о. Шри-Ланка. Большое количество осадков, выпадающих на островах Малайского архипелага, объясняется сезонной миграцией экваториальной зоны западных ветров. В течение года на ограниченных участках островов одни и те же склоны хребтов оказываются то в наветренном, то в подветренном положении. В итоге острова получают большое количество осадков почти во все сезоны.

На Японских островах в распределении осадков наблюдается своеобразная «экспозиционная полосчатость», связанная с продольным расположением горных хребтов,— их северо-восточные склоны осадков получают много (2000—3000 мм в год), а внутригорные понижения и долины, в том числе и берега Внутреннего Японского моря, — менее 1000 мм.

В тропической и субтропической зонах к относительно сухим территориям с годовой суммой осадков 500—1000 мм относятся внутренние районы Индостана и запад Индо-Гангской равнины, а также замкнутые котловины Индокитая.

В Центральной Азии, пустынях Такла-Макан, Гоби и других в течение года выпадает менее 200 мм осадков, а местами и менее 100 мм; на южной окраине Таримской котловины среднее количество осадков составляет всего 5 мм, а в центральной ее части осадки выпадают местами в виде единичных ливней и не каждый год. Лишь на крайнем юго-востоке Гоби, где проявляется влияние муссонов, выпадает около 200 мм осадков. Мало осадков в высокогорных пустынях Алашань и Тибетского нагорья (менее 200 мм).

Следует отметить крайнюю сухость воздуха в Центральной Азии, что хорошо иллюстрируется положением снеговой линии во внутреннем Тибете — вечные снега начинаются лишь на высоте около 6000 м, тогда как на южном влажном склоне Гималаев снеговая линия расположена существенно (на 2000 м) ниже. Очень слабо увлажнен северо-запад Индии.

В Малой Азии по количеству осадков резко различаются окраинные горы, получающие 1000—2000 мм и более осадков за год, и внутренние плоскогорья (200—500 мм). Особенно увлажнены наветренные приморские склоны окраинных гор. Это относится прежде всего к Понтийским горам, вытянутым перпендикулярно господствующим северо-западным ветрам. Под совместным воздействием влажных юго-западных и юго-восточных ветров в Западном Тавре за год выпадает свыше 1000 мм осадков.

Для Аравийского полуострова типичны пустынные ландшафты с количеством осадков менее 100 мм. В пустынях внутренней Аравии иногда дождей не бывает весь год, причем если они выпадают, то в виде ливней. В горных областях Аравии (Йемен) местами годовые суммы осадков составляют более 500 мм. Внутренние пустынные области в сухих впадинах и на южном склоне Иранского нагорья, где за весь год не выпадает и 50 мм осадков, соседствуют с горными массивами, получающими свыше 1000 мм.

На обширном Азиатском материке при большой контрастности поля годовых осадков их внутригодовой ход также отличается большим разнообразием. Наиболее типичные данные о форме годового хода в различных ландшафтных зонах представлены в табл. 6.1.3, включающей месячные и годовые суммы для 41 пункта [7].

Таблица 6.1.3

Среднее месячное и годовое количество осадков (мм) для территории Азиатского континента

№ п/п	Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
1	Анкара	35	34	35	33	49	28	13	9	16	22	29	45	348
2	Эрзрум	27	36	41	51	75	54	32	18	28	46	36	25	469
3	Бейрут	197	152	97	51	20	2	0,5	0,3	7	49	130	184	890
4	Тегеран	44	34	40	33	14	3	2	1	2	7	24	25	229
5	Багдад	29	27	25	16	8	0,1	0	0	0,1	2	23	27	156
6	Рутба	16	14	19	19	9	0,7	0	0	0,7	5	15	20	117
7	Эр-Рияд	17	19	18	17	10	0	0	0	0	0	4	12	97
8	Аден	9	4	5	3	2	1	2	2	5	3	2	3	41
9	Кабул	27	45	79	72	38	5	2	3	2	8	14	19	314
10	Кандагар	88	40	21	12	2	0	5	0	0	0	2	22	192
11	Далбалдин	23	21	11	6	2	0,2	3	2	1	0,5	1	15	86
12	Карачи	10	13	7	1	1	18	83	45	11	1	1	5	193
13	Лахор	27	24	22	15	12	40	125	128	54	6	2	12	641
14	Новый Дели	28	19	16	8	8	38	229	181	135	42	2	3	709
15	Бомбей	3	2	1	2	18	478	638	366	287	66	15	2	1878
16	Хайдарабад	8	9	12	30	28	112	152	134	164	62	29	8	748
17	Мадрас	37	12	7	18	37	46	88	120	123	292	335	133	1248
18	Коломбо	95	71	113	246	315	204	127	92	143	376	310	144	2236
19	Калькутта	11	25	31	47	127	287	321	318	264	129	24	3	1588
20	Черапунджи	19	47	225	728	1428	2602	2464	1760	1142	489	62	9	10975
21	Катманду	19	25	30	52	102	217	374	340	168	44	9	5	1385
22	Мандалай	2	3	10	30	152	124	82	112	153	139	49	10	866
23	Рангун	4	5	8	50	314	508	558	537	394	190	63	13	2644
	Центральная, Восточная и Юго-Восточная Азия													
24	Кашгар	5	3	8	6	10	7	7	8	5	1	2	4	66
25	Лхаса	1	5	10	13	41	111	264	209	114	21	2	0	791
26	Изюцюань	0,7	3	4	4	7	12	19	26	6	1	3	2	88
27	Ланьчжоу	2	3	7	16	31	40	67	96	64	18	4	2	350
28	Ченду	7	14	22	51	89	119	268	286	120	52	17	7	1052
29	Чаиша	57	97	135	161	224	211	116	119	72	80	75	48	1395
30	Бангкок	11	30	33	83	168	157	158	182	305	228	57	8	1420
31	Сайгон	15	5	10	56	216	316	292	271	345	259	123	51	1958
32	Сянган	30	48	75	132	283	411	376	372	282	98	46	24	2177
33	Шанхай	49	62	85	93	100	182	148	140	133	71	53	38	1154
34	Сиань	6	11	21	45	55	47	96	103	100	51	28	7	570
35	Пекин	4	4	10	19	35	75	235	149	51	16	11	3	612
36	Пхеньян	16	12	28	43	61	83	255	230	109	47	42	21	947
37	Мокихо	38	38	57	90	96	141	191	170	136	54	44	40	1 095
	Острова Японии и Филиппин													
38	Замбоанга	48	33	38	61	94	137	137	155	137	198	137	86	1261
39	Манила	19	11	17	32	139	258	427	466	351	188	141	74	2123
40	Нагасаки	74	84	126	192	185	314	260	183	248	112	93	86	1957
41	Токио	50	76	106	136	141	173	145	157	231	205	98	57	1575

6.1.2.3. Африка

В наиболее сухом поясе Африканского материка (Сахара, 20—30° с. ш.) выпадает в среднем всего около 40 мм осадков, тогда как в экваториальном поясе (0—10° с. ш.) Северной Африки средняя сумма осадков близка к 1400 мм, т. е в 35 раз больше. Самая засушливая часть Африки — восточная Сахара (менее 10 мм осадков и 1—2 мм местами в Ливийской пустыне). Сухо на юго-западе пустыни Калахари и на западном побережье Южной Африки, где протянулась узкая полоса приморской пустыни Намиб, на полуострове Сомали, на побережье Аденского залива и в глубоко врезанных долинах Эфиопского нагорья (50—100 мм осадков за год) (лист 23 из Атласа [13]).

В широтном поясе севера Африки (30—40° с. ш.), примыкающем к Средиземному морю, распределение осадков неравномерно, что связано с пересеченностью рельефа, изрезанностью береговой полосы и увеличением засушливости в направлении с запада на восток. Количество осадков уменьшается от 374 мм на крайнем западе пояса до 74 мм на востоке. Здесь наиболее увлажнены северные и западные склоны горных систем (более 800 мм) а также участок побережья между мысами Джиджелли и Бланко (1200 мм, местами до 1800 мм). Резко уменьшаются годовые суммы осадков (до 300—400 мм) в глубоко врезанных в сушу заливах и бухтах, прикрытых гористыми полуостровами.

Прибрежная полоса Северной Африки делится меридиональным поясом 10—20° в. д. на западную часть с годовыми суммами осадков свыше 200 мм (преимущественно 300—400 мм) и на восточную, где выпадает менее 100 мм в год. Здесь Сахара непосредственно граничит со Средиземным морем. Однако в горной части на востоке Триполи количество осадков превышает 400 мм. Неравномерно распределяются годовые суммы осадков в горной области шириной 200—400 км, расположенной между Сахарой и Средиземным морем (Марокко, Алжир, Тунис). Наиболее увлажнены западные и северные прибрежные участки и склоны Атласских гор — 200—800 и даже 1000 мм. На северных склонах Тель-Атлас годовое количество осадков изменяется от 500 до 1000 мм и более; на склонах Тунисского Атласа, обращенных к Средиземному морю, выпадает 800 мм осадков; на восточных и южных склонах гор количество осадков уменьшается до 300—500 мм; в районах, прилегающих к Сахаре — до 100—200 мм.

Широтный пояс 20—30° с. ш. охватывает наиболее засушливую часть Африки, где хорошо прослеживается уменьшение осадков — от 70 мм на западе до 3—4 мм на востоке Ливийской пустыни. В центре Сахары, где расположены нагорья Ахаггар и Тибести, осадков выпадает немного больше (до 100 мм).

В Северной Африке наиболее дождливые области находятся сравнительно близко (1000 км) от засушливых. Так, в широтном поясе 10—20° с. ш. годовые суммы осадков в направлении к экватору увеличиваются от 100 мм (на юге Сахары) до 800—1000 мм.

В экваториальных поясах северного (0—10° с. ш.) и южного (0—10° ю. ш.) полушарий в среднем выпадает почти равное количество осадков — 1300—1400 мм. На побережье Гвинейского залива находится одно из самых влажных мест Африки — Дебунджа (у подножия горы Камерун, 9950 м); здесь в прибрежной зоне (дельта реки Нигер) годовое количество осадков превышает 9000 мм. На открытом побережье Атлантического океана (Либерия и Сьерра-Леоне) в течение года выпадает 3000—4000 мм, местами — 5000 мм осадков. На равнинах Судана годовое количество осадков убывает к северу — от 2000—1000 мм до 400 мм. В истоках рек Западной Африки (Гамбия, Сенегал, притоки верхнего Нигера), на массиве Фута-Джаллон, годовое количество осадков превышает 1600 мм, а на южных и юго-западных склонах — 2000 мм. На востоке этот пояс заканчивается Эфиопским нагорьем, западные склоны которого обильно увлажнены экваториальным муссоном (1600 мм, местами на вершинах до 2000 мм). В предгорьях, на равнинах и слабогористой местности годовые суммы осадков изменяются от 800 до 1200 мм, на восточных склонах составляют около 600 мм. Здесь же находится впадина Афар, где количество осадков не превышает 250 мм.

На западе экваториального пояса южного полушария (0—10° ю. ш.), в бассейне реки Конго в среднем выпадает 1500 мм осадков в год, местами в центральной впадине — до 2000 мм. По мере удаления от экватора в связи с уменьшением влияния экваториального муссона годовое количество осадков уменьшается от 1500 до 1000 мм. К востоку от меридиана 30° в. д. в этом же широтном поясе количество осадков в среднем не превышает 1000 мм. На западных склонах Восточно-Африканского нагорья местами годовая сумма осадков превышает 1000 мм. В межгорных впадинах к востоку от озера Виктория она уменьшается до 800 мм, а с выходом на равнину — до 400 мм. На высокогорных равнинах и плато (высота 1000—1500 м) Танзании она увеличивается с запада (600 мм) на восток (1000 мм).

На узкой южной оконечности Африканского материка, к югу от 30° ю. ш. наблюдается резкая контрастность в поле осадков, хотя на средних по площади суммах осадков это почти не сказывается — к востоку и западу от 26° в. д. выпадает 500 мм в год. На наветренных склонах Драконовых гор и прибрежной низменности, где задерживается основная часть влаги, приносимая восточными ветрами с Индийского океана, выпадает свыше 1000 мм осадков в год, а на крутых склонах Большого Уступа их количество местами достигает 1800 мм; однако во внутренних плоскогорьях оно снижается от 800 мм на востоке до 200 мм на западе.

На юго-восточном побережье у подножия передовых цепей Капских гор за год выпадает до 800 мм осадков. На юго-западном побережье за год сумма осадков изменяется от 600 мм на побережье до 1000 мм на западных склонах Капских гор.

Остров Мадагаскар находится под постоянным воздействием юго-восточного пассата, приносящего с Индийского океана обильные дожди. Бóльшая часть осадков выпадает на узкой прибрежной полосе и на склонах центрального плоскогорья (до 3000 мм в год). Обильно орошаются муссонными дождями северо-западные склоны и побережья. На юго-западе острова выпадает менее 400 мм; на Центральном плато — от 600 до 1200 мм.

Представление об изменении формы годового хода дают данные табл. 6.1.4.

6.1.2.4. Северная Америка

Пространственное колебание годовых сумм осадков в Северной Америке чрезвычайно велико: менее чем от 150 мм на островах Канадского Арктического архипелага и на юге Большого бассейна (в Долине Смерти и на юге полуострова Калифорния даже менее 50 мм) до почти 7000 мм на ограниченных участках в горах Центральной Америки (лист 31 из Атласа [13]). На значительной территории материка выпадает свыше 1500 мм осадков, а в Центральной Америке повсеместно — более 2500 мм. В среднем на континенте (исключая острова) выпадает 805 мм осадков за год. Заметно увеличение годовых сумм осадков с севера на юг: их средние по 10-градусным поясам значения возрастают от 180 мм (80—90° с. ш.) до 890 мм (50—60° с. ш.) и 2600 мм в приэкваториальной зоне. На большей части Мексиканского нагорья количество осадков уменьшается в среднем до 700 мм. Для умеренных широт (30—60° с. ш.) характерна небольшая изменчивость осадков: 840—890 мм. Вдоль западных горных хребтов и восточного побережья Северной Америки тянутся узкие влажные пояса, где выпадает в среднем более 1500 мм осадков за год.

Обширное пространство с количеством осадков более 600 мм простирается от Великих озер до Атлантического океана. На западе этого широтного пояса расположена Аляска, где в узкой зоне на юге наблюдается очень резкое уменьшение осадков от побережья в глубь полуострова от 5000 до 600 мм. Хорошо прослеживается эффект предвосхождения, когда большое количество осадков выпадает не только на склонах гор, обращенных к океану, но и на островах и примыкающей акватории. Например, на западном побережье острова Ванкувер в среднем выпадает 2500 мм, местами — до 3200 мм, а в его восточной части, расположенной в зоне «дождевой тени», количество осадков повсеместно уменьшается до 900 мм. На западном побережье (склоны Берегового хребта) выпадает более 1500 мм осадков в год. Далее в области дождевой тени за Береговым хребтом и Каскадными горами, на плато Фрейзер, выпадает около 600 мм. Во внутренней части Британской Колумбии, расположенной в дождевой тени Скалистых гор, количество осадков уменьшается до 400 мм, а местами — до 300 мм за год.

На островах Канадского Арктического архипелага и примыкающей к нему части материка имеются обширные территории, в пределах которых количество осадков не превышает 200 мм в год.

На восточном побережье полуострова Лабрадор и на полуострове Ньюфаундленд осадки превышают 1500 мм, местами на юго-востоке — достигают 1800 мм. На основной части полуострова Лабрадор количество осадков за год изменяется от 1000 мм на юге до 500 мм на северо-западе. В районе Великих озер осадков несколько меньше, чем на примыкающих к ним внутренних участках материка. Наи-

Таблица 6.1.4

Среднее месячное и годовое количество осадков (мм) для территории Африки

№ п/п	Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
							Тунис							
1	Сфакс	24	18	22	20	11	4	0,8	2	26	29	32	18	207
							Ливия							
2	Эль-Азизия	48	30	23	8	8	2	2	2	5	15	25	61	229
3	Сирт	47	28	14	1	2	0,5	0	0	8	19	30	38	188
4	Гадамес	5	2	5	2	2	2	0	0	2	2	5	2	27
							Чад							
5	Форт Лами	0	0	0	7	34	62	149	241	92	27	1	0	613
6	Ам-Дам	0	0	4	2	22	65	219	346	169	12	0	0	839
							Нигер							
7	Агадес	0,1	0	0	1	6	7	43	90	16	0,3	0	0	163
							Нигерия							
8	Хадеджия	0	0	0	2	23	58	155	231	76	2	0	0	547
9	Сокото	0	0	0,8	10	51	101	154	231	139	13	0	0	700
							Камерун							
10	Дебунджа	185	284	402	446	623	1401	1484	1366	1514	1114	571	315	9655
							Центрально-Африканская Республика							
11	Банги	22	43	116	132	171	134	187	226	192	204	104	34	1565
							Габон							
12	Макоку	44	152	225	188	293	64	4	35	102	328	239	91	1705
							Конго							
14	Бефале	107	121	163	180	164	164	159	186	218	230	213	139	2044
14	Бома	96	109	116	185	75	1	1	3	11	50	162	101	910
							Сомалийская республика							
15	Эригаво	18	13	33	38	81	64	10	41	114	8	13	2	435
							Ангола							
16	Дунду	182	141	194	207	54	2	5	37	90	179	224	215	1530
17	Вила-Лузу	230	168	190	83	3	1	0	1	13	86	146	210	1131
18	Новый Лиссабон	219	188	230	139	16	0	0	0,8	24	124	235	243	1419
							Танзания							
19	Мванза	85	98	148	192	92	20	10	23	45	53	118	130	1014
							Замбия							
20	Касемна	318	213	163	36	2	2	2	2	2	33	145	272	1182
21	Ливанг-стон	175	165	102	24	5	1	0	0	2	19	80	175	748
							Ботсвана							
22	Маун	110	97	60	24	7	1	0	0	1	17	41	84	442
							Эфиопия							
23	Гондар	0	3	8	58	80	200	363	381	107	66	6	3	1275
							Южно-Африканская республика							
24	Дипполс	107	99	105	78	101	67	88	84	124	125	125	111	1214
25	Третория	125	105	96	31	18	6	8	10	17	62	111	111	700
26	Виктория-Уэст	26	41	48	26	19	9	7	8	12	14	20	24	254
27	Мокотлонг	99	81	68	35	21	5	10	14	20	55	76	78	562
							Гамбия							
28	Батерст	0,4	0,7	0	0,2	4	73	270	502	275	90	7	2	1224

большее количество осадков выпадает на западных склонах возвышенностей, обращенных к озеру Гурон.

За горным барьером Кордильер главная роль в увлажнении принадлежит Атлантическому океану. На внутренних равнинах количество осадков изменяется от 500 до 800 мм в год; на восточном побережье — увеличивается до 1600 мм в год, местами и более. С удалением от Атлантики к побережью Скалистых гор количество осадков равномерно уменьшается до 300—400 мм (изогиеты имеют меридиональное направление). На юге Большого Бассейна находится рекордно сухая Долина Смерти (менее 100 мм, местами менее 50 мм осадков за год). На запад от внутренних плоскогорий зимой уже заметно влияние тихоокеанских воздушных масс и количество осадков возрастает до 600—1000 мм.

В широтном поясе к югу от 30° с. ш. на побережье Мексиканского залива и полуострове Флорида количество осадков достигает 2000 мм. Тихоокеанские воздушные массы почти не приносят осадков во внутренние районы Мексиканского плоскогорья, так как путь им преграждает Западная Сьерра-Мадре. Поэтому на северо-западе осадков выпадает не более 400 мм (Северная Меса), местами — 75—100 мм. На юге полуострова Калифорния отмечен географический минимум осадков (около 50 мм за год). Аридная зона заходит далеко к югу, до границы Северной и Центральной Месы. Несравненно лучше обеспечена влагой юго-восточная береговая равнина (до 3000—4000 мм, местами и более), где на близких высотах, но на склонах с разной экспозицией, различие в осадках может достигать 2500 мм.

Северо-восточное побережье и горные склоны Центральной Америки, обращенные к Атлантическому океану, находятся под воздействием пассатов, приносящих обильные осадки,— на севере от 1500—2000 мм в год и на юге до 3000—4000 мм (на склонах местами свыше 5000—6000 мм). На подветренных склонах Тихоокеанского побережья количество осадков уменьшается в среднем до 1500 мм, на приморской низменности, во внутренних горных плато и в закрытых долинах — до 500—1000 мм в год. На севере Тихоокеанского побережья осадки связаны с циклонической деятельностью на тропическом фронте (до 1000 мм), а на юге — с экваториальными муссонами (до 1700 мм).

На Кубе, где рельеф преимущественно равнинный и лишь юго-восток острова занимают горы высотой до 2000 м, преобладает сравнительно сухой пассатный климат с годовым количеством осадков около 1300—1400 мм.

В табл. 6.1.5 по меридиональному профилю с севера на юг приведены данные для 44 пунктов, характеризующих почти все разнообразие форм годового хода осадков, встречающихся в Северной и Центральной Америке.

Таблица 6.1.5

Среднее месячное и годовое количество осадков (мм) для территории Северной Америки

№ п/п	Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
	Канада													
1	Исаксен	2	2	2	4	9	9	21	22	15	10	4	2	102
2	Моулд-Бей	2	2	3	3	7	6	16	21	13	9	3	3	88
3	Арктик-Бей	6	4	5	4	6	7	20	25	22	15	7	5	126
4	Сакс-Харбор	2	2	3	3	7	8	17	22	13	13	6	4	100
5	Коппермайн	11	7	12	8	12	20	33	41	26	26	16	12	224
6	Норман-Уэлс	22	17	12	14	15	38	59	61	32	25	21	19	335
7	Корал-Харбор	9	10	12	15	18	26	41	46	35	30	18	11	271
8	Честерфилд-Инлет	7	5	10	13	17	26	41	35	42	33	21	15	265
9	Форт Симпсон	18	15	15	16	27	39	48	43	32	24	23	20	320
10	Форт Нельсон	26	22	24	22	38	62	77	56	40	27	26	24	444
11	Форт Вермилион	16	9	15	16	28	46	52	44	37	19	14	13	306
12	Траут-Лейк	27	21	20	29	49	65	92	82	74	56	43	30	588
13	Джаспер-Плейс	27	19	15	17	26	36	43	42	34	26	18	22	325
14	Ревелсток	151	108	72	56	51	74	57	64	76	105	121	157	1092
15	Камлупс	30	14	8	12	19	33	27	27	21	19	21	30	261
16	Армстронг	42	35	34	47	58	90	86	81	90	62	69	40	734
17	Гандер	99	107	105	93	64	76	75	101	83	94	107	105	1109
18	Сент-Джонс	141	153	132	112	99	86	80	119	108	139	160	164	1493
	США													
19	Маркетт	46	41	49	66	73	85	75	74	31	62	77	51	730
20	Су-Сент-Мари	48	37	44	56	76	84	66	78	97	72	82	59	799
21	Уолла-Уолла	50	38	38	36	36	28	7	10	20	37	47	49	396
22	Мадисон	34	26	47	63	83	102	88	81	88	55	51	35	753
23	Спрингфилд шт. Миссури	42	56	75	108	125	121	91	74	104	87	59	62	1004
24	Индианополис	74	74	98	93	97	93	83	82	87	70	86	75	1012
25	Сакраменто	95	67	58	38	12	3	0	1	6	22	53	78	433
26	Эвансвил	86	83	119	103	111	99	95	74	71	64	80	83	1059
27	Кейро	105	92	126	108	121	102	82	85	86	69	94	95	1165
28	Фресно	46	43	41	31	8	2	0	0	0	10	30	43	254
29	Нашвилл	139	115	132	95	94	83	94	73	79	59	83	106	1152
30	Менфис	130	114	126	122	102	87	89	73	74	67	99	122	1205
31	Санта-Мария	57	60	50	35	4	1	0	0	2	13	34	52	308
32	Лос-Анджелес	76	72	57	32	3	1	0	1	4	8	55	59	367
33	Бирмингем	127	136	156	119	92	106	135	119	84	73	92	134	1373
34	Мобил	119	120	179	141	114	154	208	176	167	64	86	150	1678
34	Песакела	111	118	148	130	105	140	185	194	167	92	84	113	1587
36	Апалачикола	110	112	148	91	70	134	214	203	228	73	68	84	1535
	Мексика													
37	Пуэрто-Картес	7	1	2	0	0	0	3	4	5	3	0	7	32
38	Ла-Пас	5	2	0	0	0	5	10	31	36	15	13	28	145
39	Морелия	13	6	7	15	42	135	171	153	134	59	19	9	763
40	Колима	21	15	8	4	7	146	215	192	213	118	14	18	971
41	Веракрус	28	3	16	20	59	274	350	285	351	149	71	26	1632
	Куба													
42	Гавана	64	44	46	51	99	154	107	100	150	182	81	50	1128
43	Камагуэй	40	36	44	72	211	212	127	183	178	211	66	26	1406
	Белиз													
44	Белиз	137	61	38	56	109	198	163	170	244	305	226	186	1893

6.1.2.5. **Южная Америка**

Основная особенность распределения осадков в Южной Америке состоит в том, что обширная часть ее обильно увлажняется осадками, годовая сумма которых превышает 3000 мм [13, 23] (лист 39 из Атласа [13]). Высокий барьер Анд оказывает экранирующее воздействие на воздушные массы атлантического и тихоокеанского происхождения. На склонах Анд выделяются площади с орографическим увеличением осадков. В широтных зонах, где преобладает общий западный перенос, образуется зона повышенных за счет орографических факторов осадков — порядка 6000—7000 км, местами до 8000 мм и более (юг Чили и север Колумбии). По этой же причине узкая прибрежная зона Тихоокеанского побережья, где отсутствует западный перенос, характеризуется исключительной сухостью (количество осадков менее 50 мм). В пустыне Атакама выпадает менее 10 мм, а в отдельные годы осадков не бывает совсем. Это самое засушливое место на земном шаре. Наличие у берегов континента холодного Перуанского течения, неблагоприятная экспозиция береговой линии, при которой воздушный поток как бы скользит вдоль берега, наличие пассатной инверсии создают условия аридности. Конвергенция пассатов северного и южного полушарий образует несколько южнее экватора в бассейне реки Амазонки зону особо обильных осадков (более 2000 мм) и в предгорьях Анд (более 3000 мм, местами до 5000 мм). Особенностью распределения осадков в этой зоне является увеличение их в глубь материка (а не уменьшение, как обычно в умеренных широтах). Это вызвано влиянием высокой горной цепи Анд, которая прерывает пассатный поток и отклоняет его в основном к северу вдоль горной цепи. Основная доля влаги, переносимая потоками, находится в нижних слоях потока, где воздух обычно близок к состоянию насыщения. Орографическое воздействие хребта распространяется на большие расстояния, образуя широкую зону предвосхождения, перехватывающую основную долю осадков, годовая сумма которых местами достигает в предгорьях 5000 мм. На склонах с увеличением высоты количество осадков уменьшается. Поскольку воздушные массы здесь теплые и влажные (воздух близок к состоянию насыщения), то подобный эффект наблюдается почти во всей тропической и экваториальной зоне Южной Америки. Небольшого орографического воздействия достаточно для увеличения осадкообразования. Область повышенных осадков возникает далеко от препятствия, и воздушная масса успевает потерять бóльшую часть влаги, еще не дойдя до него (годовая сумма осадков составляет около 2500 мм). Плювиометрические горизонтальные градиенты обратны обычным, так как предгорная равнинная полоса и долины получают осадков больше, чем возвышенности. Основной воздушный поток примерно у экватора отклоняется Андами и, приобретая северную составляющую, достигает Оринокской низменности уже в значительной мере осушенный за счет эффекта предвосхождения. В пределах этой низменности количество осадков местами уменьшается до 1600 мм.

В экваториальной зоне (10° с. ш.— 10° ю. ш.), куда относятся бассейны крупных рек — Амазонки и Ориноко, среднее количество осадков превышает 2000 мм. Здесь преобладает перенос воздушных масс с восточной составляющей. В связи с этим вся восточная часть материка, где отсутствуют внутриматериковые горные преграды, находится под воздействием Атлантики.

В Андах распределение осадков в большей степени зависит от экспозиции склонов. Максимальное количество осадков выпадает на склонах, обращенных к Тихому океану (в среднем свыше 2500 мм); в Серрания-де-Баудо находится одно из самых влажных мест на Земном шаре, где за год количество осадков превышает 9000 мм. На восточном склоне гор за год выпадает всего около 800 мм. На юге обширной Оринокской низменности и на Гвианском плоскогорье годовое количество осадков превышает 2000 мм (местами 3200 мм), а на побережье Карибского моря уменьшается до 600 мм. Вдоль восточного побережья Атлантического океана, куда влага приносится северо-восточными пассатами с Атлантики, количество осадков составляет 2000—3000 мм, уменьшаясь к юго-западу до 1200 мм.

Западная часть экваториального пояса южного полушария отличается значительным разнообразием годового количества осадков: 5000 мм — на внешних склонах Восточных Кордильер, 3000 мм — в восточных предгорьях, 1000 мм — в северных котловинах и 400 мм — в южных. На тихоокеанском побережье в этом поясе южнее 4° ю. ш. количество осадков повсеместно превышает 2000 мм.

На северо-востоке Бразильского плоскогорья вследствие благоприятной экспозиции по отношению к юго-восточным пассатам выпадает более 1500 мм осадков в год.

Изменения количества осадков внутри пояса 10—20° ю. ш. весьма значительны: засушливость, свойственная климатам западных побережий тропического пояса, прослеживается и на высокогорных плато. Количество осадков изменяется от 50 мм на побережье до 200 мм в год в горах. На восточных склонах Анд количество осадков превышает 3000 мм и постепенно уменьшается к Атлантическому побережью, оставаясь все же значительным (1300 мм).

Часть материка к югу от 30° ю. ш. является наиболее узкой. Наиболее засушливый климат характерен для пояса 30—40° ю. ш. Он получает в среднем 830 мм осадков. Однако в узкой прибрежной полосе и на прилегающих к ней склонах, где в среднем выпадает почти 1300 мм, очень резко выражен широтный градиент осадков, количество которых увеличивается в направлении с севера (200 мм на 30° с. ш.) на юг (2500 мм, местами 3200 мм на 40° ю. ш.). По мере удаления в глубь материка количество осадков убывает, и у восточных склонов Анд расположены засушливые области (200—400 м осадков в год). В устье Параны (Ла-Плата) годовое количество осадков превышает 1000 мм.

В умеренном поясе южнее 40° ю. ш. в течение всего года преобладают западные ветры, в связи с чем наблюдается контраст в увлажнении западных и восточных склонов Анд. На западном побережье выпадают обильные дожди: к северу от 50° ю. ш. повсеместно свыше 5000 мм. В широтном поясе 40—50° ю. ш. в подветренной зоне (Патагония) годовое количество осадков уменьшается до 200 мм, но в среднем для всего пояса составляет 1270 мм. В широтном поясе к югу от 50° ю. ш. в подветренной области повсеместно выпадает 1000 мм осадков за год.

Данные, представленные в табл. 6.1.6 для 32 пунктов Южной Америки, дают представление о типичных формах годового хода осадков [8].

6.1.2.6. **Австралия**

Своеобразие поля осадков в Австралии, которое заключается в особой контрастности, связано прежде всего с характером циркуляционных процессов. Чрезвычайная сухость центральных областей Австралии объясняется преобладанием сухих юго-западных потоков, перехватом осадков краевыми горами, а также сильным перегреванием воздушных масс над материком, приводящим к понижению относительной влажности. Особенно отчетливо последние два эффекта обнаруживаются во время летних экваториальных муссонов, когда северное побережье обильно увлажняется, а в центральных областях выпадает лишь незначительное количество осадков, хотя муссоны и проникают далеко в глубь материка. Регулярные муссонные дожди выпадают примерно до 18° ю. ш. (лист 47 из Атласа [13]).

Большая часть районов получает менее 200—300 мм осадков, что определяет полупустынный и пустынный климат этих районов. Однако засушливых зон, где осадки отсутствуют очень длительное время, здесь нет.

К зоне наибольшего увлажнения относятся восточные и северные окраины материка: плато Кимберли (1000 мм), полуостров Арнемленд (1400 мм), северная часть полуострова Кейп-Йорк (1600 мм), горы Восточной Австралии (более 1200 мм), кроме их юго-восточной части (600—800 мм), и западная часть Тасмании (более 2500 мм). Особо следует выделить северо-восточное побережье (Квинсленд), где среднее годовое количество осадков приближается к 4000 мм.

Более 1000 мм осадков выпадает также на юго-западе Австралии (хребет Дарлинг), причем на юго-западном выступе материка, в районе мыса Луин их количество превышает 2000 мм.

Все упомянутые области обильных осадков относятся к узкой прибрежной зоне. При удалении в глубь континента количество осадков быстро уменьшается. Западная часть центральных низменных равнин и Западно-Австралийское плато относятся к области, где количество осадков не превышает 250 мм, лишь на хребте Макдонелл осадки превышают 300 мм. В прибрежной зоне озера Эйр годовое количество осадков около 100 мм.

Представление о месячных и годовых суммах осадков дает табл. 6.1.7, где помещены данные по 24 пунктам, расположенным в различных природных зонах материка [9].

В Новой Зеландии летом господствует морской тропический воздух, зимой он проникает лишь на север. Остров Южный попадает в сферу влияния морского полярного воздуха. Горные хребты расположены перпендикулярно преобладающим здесь западным воздушным потокам и служит границей в распределении осадков. На западном берегу острова Южный и западных склонах Новозеландских Альп, нахо-

Среднее месячное и годовое количество осадков (мм) для территории Южной Америки

№ п/п	Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
	Венесуэла													
1	Мерида	56	46	66	162	264	191	122	139	172	259	215	91	1783
2	Каракас	22	11	12	37	79	104	103	109	100	109	91	47	824
	Гвиана (Фр.)													
3	Кайенна	377	300	374	475	595	403	209	36	31	34	108	286	3228
	Колумбия													
4	Богота	54	56	85	118	107	56	45	45	56	143	132	80	970
5	Андагоя	554	522	494	615	634	636	596	600	603	510	554	513	6831
	Эквадор													
6	Кито	122	136	162	177	133	49	18	22	80	130	110	107	1246
	Перу													
7	Икитос	228	229	342	276	248	138	134	117	176	196	294	260	2638
8	Кахамарка	109	130	148	122	29	16	2	6	34	56	54	76	782
9	Лима	1	0,4	0,5	0,3	1	4	6	7	5	2	1	0,8	29
	Бразилия													
10	Уаунес	268	254	273	269	310	250	245	203	153	174	195	312	2906
11	Мануас	265	254	279	265	185	96	61	46	60	114	154	222	2001
12	Сан-Луис	156	269	416	416	318	155	111	36	7	4	20	46	1954
13	Алту-Топажос	408	375	435	286	128	26	11	33	138	235	315	324	2719
14	Сена-Мадурейра	304	262	265	214	112	71	50	32	157	189	207	257	2120
15	Корумба	170	158	119	71	62	33	28	20	52	85	118	148	1064
16	Порту-Насионал	274	229	272	150	36	0,9	2	3	35	142	233	284	1661
17	Каэтите	124	106	108	60	17	10	10	11	16	64	164	162	852
18	Сальвадор	73	78	163	289	288	199	201	117	80	96	143	98	1825
19	Рио-де-Жанейро	136	126	138	103	69	55	44	42	61	81	96	125	1076
	Боливия													
20	Ла-Пас	123	104	66	32	13	7	9	12	29	39	47	91	572
	Аргентина													
21	Тиногаста	45	38	17	3	1	1	2	1	3	4	17	13	145
22	Буэнос-Айрес	93	78	116	100	77	59	60	68	82	91	93	91	1008
23	Кордова	102	101	88	45	30	10	11	14	25	72	93	112	703
24	Эскель	17	21	32	65	66	84	69	59	31	18	20	18	500
25	Санта-Крус	17	11	16	16	17	15	16	14	10	7	13	19	171
26	Улщая	53	44	58	46	43	51	44	43	33	40	45	47	547
	Чили													
27	Антофагаста	0	0	0	0,3	0	2	3	2	0,8	1	0,3	0	9
28	Сантьяго	2	2	5	14	62	82	74	57	29	14	6	4	351
29	Вальдивия	69	68	129	214	378	430	405	333	217	129	116	98	2586
30	Беия-Феликс	426	414	500	442	366	339	380	353	374	382	421	432	4829

дящихся под непосредственным воздействием влажных воздушных масс, выпадает за год более 3000 мм осадков, на восточном берегу острова Южный — лишь немногим более 5000 мм. На западном побережье даже на уровне моря выпадает в год более 2000 мм осадков, а с увеличением высоты — местами более 5000 мм.

Восточные склоны Новозеландских Альп получают осадков меньше — сразу за гребнем выпадает около 1200—1300 мм в год, а еще дальше к востоку, на равнинах — менее 700 мм. Это районы «дождевой тени».

Таблица 6.1.7

Среднее месячное и годовое количество осадков (мм) для территории Австралии

№ п/п	Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
1	Терсди, о.	441	378	350	203	41	16	13	5	3	5	36	197	1688
2	Дарвин	384	330	258	90	12	4	1	2	17	48	132	233	1511
3	Брум	187	137	105	24	16	18	4	4	0,8	0,5	7	79	582
4	Холс-Крик	136	110	66	18	11	6	7	2	4	13	32	77	482
5	Теннант-Крик	103	90	53	9	5	9	6	2	3	10	27	35	352
6	Клонкарри	118	118	62	17	16	14	9	4	5	14	32	67	476
7	Иннисфейл	490	602	687	468	324	188	119	106	80	94	134	243	3535
8	Онслоу	22	38	49	23	39	41	20	9	1	0,4	2	4	248
9	Марбл-Бар	80	61	45	22	17	23	5	4	1	8	8	39	313
10	Уилуна	37	28	39	34	28	22	12	9	4	7	8	21	249
11	Уорбертон-Мишен	19	21	8	12	19	10	15	18	3	7	11	31	174
12	Алис-Сиринг	38	42	29	16	16	15	11	8	8	21	24	40	268
13	Уидора	31	38	26	17	16	21	16	5	14	16	23	33	256
14	Митчелл	72	82	66	36	32	43	35	22	29	41	59	76	593
15	Брисбен	155	162	148	81	62	68	47	34	47	67	90	125	1086
16	Брокен-Хилл	15	24	14	16	24	23	18	16	17	21	22	22	232
17	Фарайна	14	16	14	10	15	15	9	7	8	14	13	13	148
18	Юкла	14	19	20	16	33	28	23	25	18	20	17	15	248
19	Перт	7	11	21	43	130	188	181	140	85	57	21	14	898
20	Олбани	34	26	45	74	135	138	152	138	108	83	42	31	1006
21	Аделаида	22	22	24	44	64	73	64	61	52	45	32	27	530
22	Сидней	88	97	120	96	112	122	109	78	73	73	63	82	1113
23	Мельбурн	51	49	54	59	55	52	51	50	60	66	58	56	661
24	Хобарт	50	40	52	59	52	61	53	47	52	68	54	58	646

6.1.2.7. Океания

Океания, включая Малаккский полуостров и острова Малайского архипелага, считается районом с обильными осадками. В экваториальных и тропических широтах, где в изобилии солнечное тепло, главным фактором климата являются атмосферные осадки. Их достаточное количество и равномерное распределение по сезонам обеспечивают интенсивное развитие сельского хозяйства. Местные орографические факторы и региональные процессы атмосферной циркуляции обусловливают неравномерное распределение осадков не только по островам, но и на каждом острове.

Для рассматриваемой территории характерна большая как пространственная, так и временна́я изменчивость осадков. Месячные суммы в одном пункте могут варьировать от нуля до 500 мм и более, а годовые суммы — от 800—1000 до 3000—4000 мм. В табл. 6.1.8 приведены данные по станциям, которые дают самое общее представление об условиях увлажнения. Здесь зарегистрированы максимумы свыше 7000 мм (7069 мм) и небольшие годовые суммы — менее 600 мм (547 мм).

В этом районе примерно на 5 % площади годовые суммы осадков составляют менее 1500 мм, и на 5 % — свыше 4500 мм. На остальных 90 % площади количество осадков варьирует от 1500 мм до 4500 мм.

6.1.3. Основные закономерности поля осадков континентов

Пространственное распределение сумм осадков на поверхности Земного шара представлено на рис. 6.1.2. Основные закономерности по континентам вкратце можно сформулировать следующим образом.

В *Европе* четко проявляется взаимодействие всех трех основных климатообразующих факторов: радиации (широтная зональность), циркуляции (меридиональная изменчивость) и подстилающей поверхности (расчлененность поля осадков под влиянием рельефа).

В *Азии* особенности поля осадков связаны с резко выраженным влиянием на циркуляционный фактор подстилающей поверхности (сложная орография). Поэтому широтная зональность существенно искажена.

Климатические контрасты континента в целом ни в чем не выражены так резко, как в чрезвычайно неравномерном распределении осадков: здесь имеются как большие площади с обильными осадками, так и огромные крайне сухие внутренние пространства.

В *Африке* преобладает широтная зональность в распределении осадков, усиленная циркуляционным фактором (пассаты) и несколько искаженная влиянием подстилающей поверхности (расчлененность под влиянием рельефа); характерны значительные контрасты сумм осадков.

Таблица 6.1.8

Среднее месячное и годовое количество осадков (мм) для территории Океании и Малайского архипелага

№ п/п	Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
1	Сингапур	288	158	197	184	191	174	163	174	180	203	263	238	2413
2	Паданг	353	262	312	368	324	291	263	349	410	508	528	484	4452
3	Джакарта	305	300	203	144	114	89	59	40	69	109	150	197	1779
4	Макасар	664	518	432	173	90	50	26	11	14	41	171	584	2774
5	Куалакурун	335	354	352	396	312	308	216	212	234	303	394	337	3753
6	Порт-Морсби	169	199	174	120	66	33	30	24	28	35	50	110	1038
7	Тулаги	404	406	362	295	214	182	192	191	202	213	253	238	3152
8	Ошен	299	214	193	155	111	122	146	102	92	87	146	207	1874
9	Каншон	140	71	109	127	142	64	81	74	23	23	18	66	938
10	Апиа	442	386	338	245	158	130	87	96	140	189	258	370	2839
11	Сува	314	314	387	361	284	172	155	199	221	238	263	332	3240
12	Фаннанг	220	218	230	310	308	262	192	106	73	80	78	174	2251
13	Гонолулу	104	88	79	52	30	26	24	30	37	54	73	100	697
14	Понапе	299	245	354	513	517	412	417	416	395	392	434	464	4858
15	Мата-Уту	322	292	384	152	135	188	167	66	122	208	277	318	2631
16	Фунафути	406	450	404	279	185	274	259	292	345	358	312	437	4001

В *Северной Америке* четко прослеживается широтная зональность и количество осадков увеличивается от субарктических и умеренных широт к югу. При этом формируются большие контрасты, но площади с обильными осадками в субтропиках не столь велики, как в Азии. На тех же широтах здесь выпадает заметно меньше осадков, чем в Западной Европе.

В *Южной Америке*, для которой в общем не характерно формирование континентальных воздушных масс, четко проявляется влияние крупномасштабных элементов подстилающей поверхности.

В *Австралии* своеобразие поля осадков, особая его контрастность связаны прежде всего с циркуляционным фактором. В центральных областях континента осадков выпадает чрезвычайно мало. Во внутренних областях режим осадков формируется под влиянием преобладания сухих юго-западных потоков и перехвата основной доли осадков экваториального муссона краевыми горами. Этот эффект усугубляется сильным прогреванием и уменьшением относительной влажности над материком.

Для всей суши рассчитано годовое количество осадков по 10-градусным широтным поясам (табл. 6.1.9), что позволяет проводить разнообразные количественные согласования и сопоставления, в том числе и генетического характера. Ежегодно на 149 млн. км^2 суши выпадает 119 тыс. км^3 воды.

Таблица 6.1.9

Среднее годовое количество осадков по широтным поясам

φ°	Количество осадков, мм	
	Северное полушарие	Южное полушарие
90—80	182	84
80—70	332	160
70—60	568	462
60—50	708	1885
50—40	642	1385
40—30	582	663
30—20	607	591
20—10	900	1124
10—0	1817	1935

6.2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЕЙ ЖИДКИХ ОСАДКОВ

6.2.1. Классификация осадков

Классификация по генезису

В соответствии с синоптическими и термодинамическими условиями выпадения осадков последние разделяются на следующие основные типы: обложные (подтип моросящие), ливневые и смешанные.

Формирование обложных осадков связано с крупномасштабными вертикальными движениями воздуха, обусловленными фронтальным или орографическим подъемом либо крупномасштабной горизонтальной конвергенцией. Выпадают они, как правило, на большой площади из облаков Ns и As. Интенсивность обложных осадков определяется максимальным значением массовой доли влаги на уровне 1,5 км (850 гПа). Обложные осадки характеризуются медленным изменением интенсивности и длительным выпадением (иногда до нескольких суток). Наибольшая интенсивность обложных осадков составляет 0,04—0,05 мм/мин. Интенсивность обложных осадков, связанных с прохождением обширных циклонов радиусом 500—600 км или медленно смещающихся фронтов, не превышает 1,0—1,5 мм/ч (0,15—0,025 мм/мин), продолжительность их составляет 10—12 ч. При небольших циклонах радиусом 100—300 км или быстро движущихся фронтах интенсивность обложных осадков составляет 1,5—2,5 мм/ч (0,025—0,042 мм/мин).

Моросящие (трансформационные) осадки образуются в пограничном слое атмосферы (1000—700 гПа) при охлаждении воздуха вследствие его трансформации. Выпадают они из облаков St или Sc. Интенсивность осадков, как правило, невелика: чаще всего колеблется в диапазоне 0,003—0,006 мм/мин. В периоды значительной трансформации интенсивность моросящих осадков возрастает до 0,012—0,015 мм/мин.

Ливневые осадки образуются в кучево-дождевых облаках при мезомасштабной конвенции в неустойчивом воздухе в слое от 5 до 10 км. Выпадают они обычно из кучево-дождевых облаков Cb. Мощность кучево-дождевого облака примерно в 1,5 раза превышает толщину указанного слоя. Интенсивность ливневых осадков определяется максимальным значением массовой доли влаги на уровне 15—16 мм (10 гПа). Средняя максимальная интенсивность ливневых осадков (в теплый период года) достигает 0,08—0,10 мм/мин и более. Ливневые осадки обычно бывают интенсивными и кратковременными.

Смешанные по генезису осадки обусловлены одновременным действием упорядоченных и конвективных движений, вклад которых различен в зависимости от вида осадков.

Классификация по интенсивности и продолжительности

Наиболее яркими признаками процесса выпадения осадков при соответствующем генезисе их образования являются характерные для него интенсивность и продолжительность.

Представленная в табл. 6.2.1 унифицированная классификация осадков разработана на основе статистического анализа распределений их мгновенной интенсивности по большой, статистически значимой выборке данных (плювиограмм).

Таблица 6.2.1

Классификация жидких осадков по интенсивности I и продолжительности T

Тип осадков	I мм/мин	Условие
Морось	<0,01	
Обложные	0,01—0,02	
Обложные	0,03—0,05	В районах избыточного и достаточного увлажнения, $t_I > 0{,}1T_д$
Ливневые	0,03—0,05	$t_I < 0{,}1T_д$
Ливневые	>0,05	

Примечание. $T_д$ — общая продолжительность дождя, t_I — продолжительность дождя с заданной интенсивностью I.

Крайние низкие значения интенсивности характеризуют морось, крайние высокие — крупнокапельную ливневую часть спектра осадков. Значения интенсивности 0,03—0,05 мм/мин возможны как в случае обложных, так и в случае ливневых осадков. При этом для определения типа осадков используется дополнительный критерий — продолжительность осадков заданной мгновенной интенсивности и ее соотношение с общей продолжительностью дождя.

Соотношение между ливневой и обложной составляющими жидких осадков теплого периода для некоторых физико-географических районов СССР приведены в табл. 6.2.2.

6.2.2. Структура осадков теплого периода года

Основные структурообразующие характеристики дождей

Основными структурообразующими характеристиками жидких осадков являются интенсивность (мгновенная I_i, средняя $I_{ср}$ и максимальная $I_{макс}$ за дождь), их продолжительность T и количество Q.

Каждая из этих характеристик может изменяться на земной поверхности в широких пределах, поскольку осадки как физическая величина имеют лишь одну, нижнюю, границу (ноль). Тем не менее для каждого физико-географического района можно выделить наиболее характерные значения указанных признаков (табл. 6.2.3—6.2.5).

Связь между характеристиками дождей

С учетом признаков ряда и внешнего вида эмпирических кривых взаимосвязи основных характеристик дождей (Q, $I_{ср}$ и $I_{макс}$) на территории СССР наиболее пригодной для математического описания этой связи является степенная функция типа [1]

$$y = ax^m. \qquad (6.2.1)$$

Вид кривой определяется параметрами a и m.

Результаты аппроксимации, реализованные в виде уравнений регрессии каждого признака относительно всех других, для трех физико-географических районов представлены в табл. 6.2.6.

Таблица 6.2.2

Суммарная продолжительность дождей теплого периода года ($T_{т.п}$), число дождей (n), средняя продолжительность одного дождя ($T_д$), средняя за дождь непрерывная продолжительность t_I осадков интенсивностью I (0,03; 0,04 и 0,05 мм/мин) и соответствие ее критерию $t_I<0,1\ T_д$

Воднобалансовая станция	$T_{т.п.}$ ч	n	$T_д$ ч	$t_{0,03}$ мин	$t_{0,04}$ мин	$t_{0,05}$ мин	$t_{0,03}/T_д$	$t_{0,04}/T_д$	$t_{0,05}/T_д$
Тосненская	538	211	2,5	18	18	14	0,12	0,12	0,09
Прибалтийская	511	197	2,6	20	17	11	0,13	0,11	0,07
Подмосковная	460	177	2,6	29	19	8	0,18	0,12	0,05
Велико-Анадольская	285	115	2,5	10	13	9	0,07	0,09	0,06
Закарпатская	329	143	2,3	18	14	6	0,13	0,10	0,04
Дубовская	237	128	1,9	13	12	11	0,10	0,10	0,09
Новорыбинская	361	150	2,4	15	14	17	0,10	0,10	0,11
Западно-Казахстанская	179	95	1,9	26	11	14	0,28	0,10	0,11
Западно-Туркменская	90	55	1,6	17	15	15	0,18	0,16	0,15
Колымская	435	97	4,5	31	13	9	0,11	0,05	0,03
Приморская	608	156	3,9	37	25	14	0,16	0,11	0,06

Таблица 6.2.3

Средние ($\bar{I}_{ср}$) и максимальные ($I_{ср.\ макс}$) значения средней интенсивности (мм/мин) дождей различной продолжительности ($T_д$)

Район	$T_д$ ч					
	≤1	$1<T_д\leq3$	>3	≤1	$1<T_д\leq3$	>3
		$\bar{I}_{ср}$			$I_{ср.\ макс}$	
Северо-Запад ЕЧС	0,04	0,03	0,02	1,40	0,28	0,80
Северо-запад Украины	0,20	0,06	0,03	0,80	0,28	0,14
Северо-восток Украины	0,07	0,04	0,03	1,11	0,40	0,23
Юго-запад Украины	0,23	0,08	0,03	0,83	0,39	0,33
Юго-восток Украины	0,19	0,07	0,04	0,62	0,44	0,29
Черноморское побережье Кавказа (р-н Сочи)	0,05	0,04	0,04	0,93	0,41	0,20
Западная часть Северного Кавказа	0,05	0,03	0,13	0,67	0,16	0,78
Восточная часть Северного Кавказа	0,03	0,03	0,02	0,46	0,60	0,13
Западная зона Большого Кавказа	0,05	0,03	0,03	0,83	0,18	0,10
Западное Закавказье (в пределах Грузии)	0,05	0,03	0,04	0,81	0,36	0,29
Восточное Закавказье	0,06	0,05	0,04	1,35	0,58	0,53
Верхняя Волга (северо-западная часть)	0,16	0,07	0,03	0,56	0,46	0,19
Верхняя Волга (средняя часть)	0,15	0,07	0,03	0,78	0,61	0,17
Верхняя Волга (восточная часть)	0,18	0,07	0,02	0,85	0,64	0,10
Северный Урал	0,16	0,04	0,02	0,61	0,22	0,08
Средний Урал	0,17	0,06	0,02	0,82	0,22	0,26
Южный Урал (северная часть)	0,14	0,06	0,03	0,31	0,21	0,19
Южный Урал (южная часть)	0,21	0,07	0,03	0,62	0,21	0,15
Южный Казахстан	0,09	0,05	0,03	0,57	0,11	0,11
Забайкалье (западная часть)	0,17	0,06	0,02	0,55	0,23	0,15
Забайкалье (восточная часть)	0,15	0,06	0,03	0,45	0,22	0,13
Верховье р. Амура	0,12	0,17	0,21	1,60	2,30	2,25
Приморье (южная часть)	0,04	0,02	0,02	0,82	0,15	0,18
Хабаровский край (нижнее течение р. Амура)	0,03	0,03	0,02	0,36	0,25	0,11
Хабаровский край (берег Татарского пролива)	0,02	0,02	0,02	0,49	0,13	0,17
Восточная Сибирь (бассейн р. Индигирки)	0,09	0,05	0,02	0,37	0,17	0,10
Сахалин	0,12	0,02	0,04	0,35	0,14	0,20

Таблица 6.2.4

Средние ($\bar{I}_{макс}$) и максимальные ($I_{макс\ макс}$) значения максимальной интенсивности (мм/мин) дождей различной продолжительности ($T_д$)

Район	$T_д$ ч					
	≤1	$1<T_д\leq3$	>3	≤1	$1<T_д\leq3$	>3
		$\bar{I}_{макс}$			$I_{макс\ макс}$	
Северо-Запад ЕЧС	0,11	0,18	0,19	3,90	5,80	3,70
Северо-запад Украины	0,47	0,28	0,14	1,95	1,80	1,35
Северо-восток Украины	0,17	0,24	0,15	2,30	2,38	1,46

Район	$T_д$ ч					
	⩽1	$1 < T_д \leqslant 3$	>3	⩽1	$1 < T_д \leqslant 3$	>3
Юго-запад Украины	0,50	0,38	0,15	2,00	1,89	1,11
Юго-восток Украины	0,48	0,29	0,18	2,75	1,90	1,51
Черноморское побережье Кавказа (р-н Сочи)	0,09	0,12	0,26	1,68	0,74	1,82
Западная часть Северного Кавказа	0,11	0,18	0,31	4,95	1,54	1,70
Восточная часть Северного Кавказа	0,06	0,09	0,12	1,33	2,46	1,42
Западная зона Большого Кавказа	0,06	0,09	0,12	0,83	0,79	0,45
Западное Закавказье (в пределах Грузии)	0,08	0,12	0,29	1,94	1,90	2,21
Восточное Закавказье	0,12	0,24	0,25	4,00	6,00	2,64
Верхняя Волга (северо-западная часть)	0,35	0,27	0,13	1,47	1,30	1,24
Верхняя Волга (средняя часть)	0,41	0,34	0,17	2,10	4,60	1,48
Верхняя Волга (восточная часть)	0,45	0,28	0,13	2,22	2,06	3,05
Северный Урал	0,43	0,29	0,12	1,40	1,55	1,59
Средний Урал						
Южный Урал (северная часть)	0,33	0,25	0,15	1,24	1,50	1,35
Южный Урал (южная часть)	0,46	0,37	0,19	1,00	1,78	1,36
Южный Казахстан	0,21	0,20	0,21	1,13	0,85	1,00
Забайкалье (западная часть)	0,42	0,26	0,15	2,10	3,17	1,88
Забайкалье (восточная часть)	0,50	0,38	0,15	2,00	1,89	1,11
Верховье р. Амура	0,12	0,17	0,21	1,60	2,30	2,25
Приморье (южная часть)	0,11	0,09	0,34	2,67	1,83	2,00
Хабаровский край (нижнее течение р. Амура)	0,13	0,19	0,26	4,60	3,20	3,60
Хабаровский край (берег Татарского пролива)	0,05	0,04	0,13	1,42	0,85	1,20
Восточная Сибирь (бас. р. Индигирки)	0,26	0,23	0,12	1,52	1,10	2,20
Сахалин	0,32	0,12	0,15	1,20	3,61	0,70

Таблица 6.2.5

Средние ($\bar{Q}$) и максимальные ($Q_{макс}$) значения количества осадков (мм), выпадающих за дожди различной продолжительности ($T_д$) на территории СССР

Район	$T_д$ ч					
	⩽1	$1 < T_д < 3$	>3	⩽1	$1 < T_д < 3$	>3
		$\bar{Q}$			$Q_{макс}$	
Северо-Запад ЕЧС	0,73	2,10	6,06	21,00	56,00	62,40
Северо-запад Украины	6,20	6,26	12,74	38,30	25,30	53,00
Северо-восток Украины	2,03	4,80	9,43	23,40	41,50	85,90
Юго-запад Украины	6,78	9,14	11,72	32,70	47,70	75,40
Юго-восток Украины	5,76	7,25	11,72	29,10	28,70	56,00
Черноморское побережье Кавказа (р-н Сочи)	4,30	4,71	15,23	26,00	45,70	93,00
Западная часть Северного Кавказа	1,52	8,94	3,87	29,30	55,70	17,10
Восточная часть Северного Кавказа	0,89	3,35	8,46	14,50	64,40	61,30
Западная зона Большого Кавказа	1,11	3,52	11,29	15,80	30,50	51,80
Западное Закавказье (в пределах Грузии)	1,34	3,16	18,07	48,60	42,60	209,0
Восточное Закавказье	1,53	5,60	14,39	22,90	66,20	108,90
Верхняя Волга (северо-западная часть)	4,62	6,21	10,26	12,10	30,30	43,40
Верхняя Волга (средняя часть)	5,17	7,16	10,44	19,40	97,80	52,40
Верхняя Волга (восточная часть)	6,07	7,41	7,63	28,10	48,80	46,40
Средний Урал	5,22	10,30	8,05	23,90	90,60	30,00
Средний Урал	5,61	6,14	8,39	24,30	26,50	48,80
Южный Урал (северная часть)	4,85	5,79	9,27	12,40	22,70	49,60
Южный Урал (южная часть)	5,45	7,43	10,23	15,60	28,80	35,20
Южный Казахстан	3,25	5,23	11,34	21,70	17,80	51,80
Забайкалье (западная часть)	5,97	6,30	11,50	29,10	39,80	57,10
Забайкалье (восточная часть)	6,04	6,69	10,50	15,50	29,60	35,40
Верховье р. Амура	1,10	2,57	8,71	14,80	20,90	46,30
Приморье (южная часть)	0,81	2,04	11,70	19,70	20,00	78,80
Хабаровский край (нижнее течение р. Амура)	1,00	2,90	10,40	16,80	37,50	99,90
Хабаровский край (берег Татарского пролива)	0,48	1,30	11,73	5,50	16,40	99,90
Восточная Сибирь (бас. р. Индигирки)	2,78	5,69	8,95	12,90	20,30	32,80
Сахалин	4,27	4,92	13,40	10,00	21,90	84,40

6.2.3. Географическое распределение характеристик интенсивности осадков теплого периода

Продолжительность и количество жидких осадков в их связи с интенсивностью испытывают большие изменения во времени и пространстве (табл. 6.2.7—6.2.18, рис. 6.2.1, 6.2.2). Тем не менее выделяются закономерности, общие для тех или иных пространственных масштабов и определяемые физико-географическими и климатообразующими факторами первого или второго порядка [1, 3, 8, 9, 26—30, 32, 34, 36].

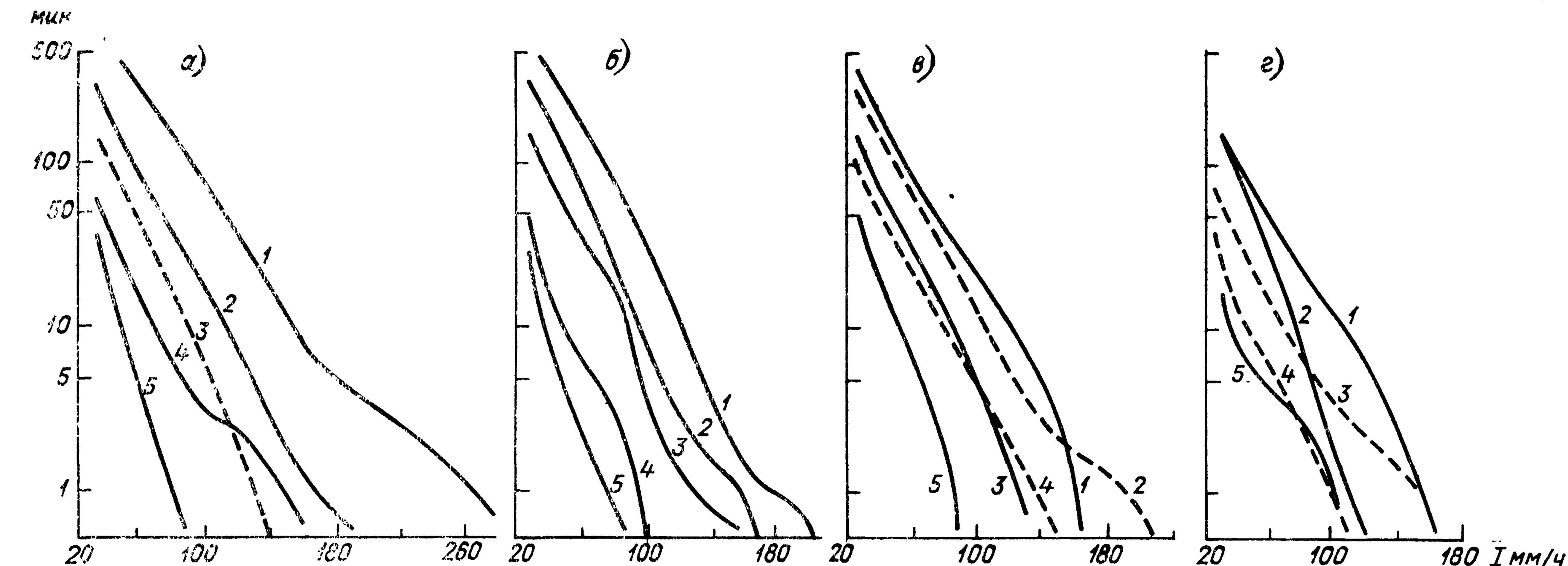


Рис. 6.2.1. Связь между интенсивностью осадков (*I* мм/ч) и средним годовым временем (мин) ее превышения для 20 пунктов США.

а) 1 — Майами, 2 — Атланта, 3 — Линчбург, 4 — Гудзон, 5 — Бербанк; *б)* 1 — Новый Орлеан, 2 — Мемфис, 3 — Ньюарк, 4 — Портленд, 5 — Солтлейк; *в)* 1 — Даллас, 2 — Колумбия, 3 — Милуоки, 4 — Бисмарк, 5 — Эль-Пасо; *г)* 1 — Колумбус, 2 — Баффало, 3 — Денвер, 4 — Сан-Диего, 5 — Хелена.

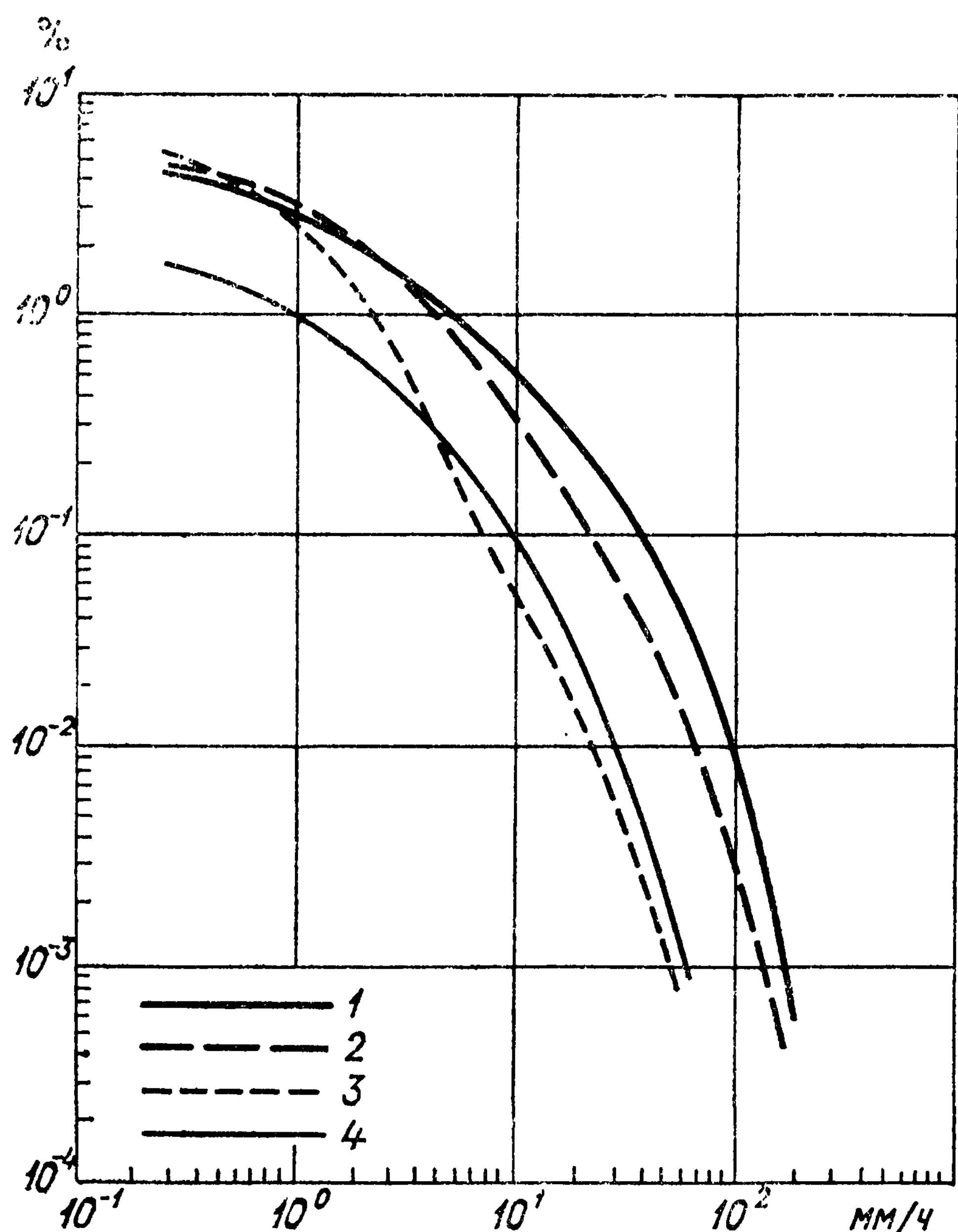


Рис. 6.2.2. Связь между интенсивностью осадков (мм/ч) и средним годовым процентом времени ее превышения для четырех климатических зон земного шара.

1 — морская субтропическая зона, 2 — умеренно континентальная, 3 — умеренно морская, 4 — среднеширотная внутренняя.

6.2.4. Пространственно-временнáя структура полей осадков

Приземные поля осадков — это участки подстилающей поверхности, увлажненные выпадающими за различные интервалы времени осадками (в отличие от зон осадков — областей атмосферы, занятых осадками).

Пространственные масштабы полей осадков определяются масштабами временнóго суммирования (осреднения). Так, в зоне избыточного и достаточного увлажнения за месяц осадки выпадают практически везде на исследуемой территории. За сутки они почти полностью покрывают территорию, на которую оказывает влияние проходящий фронт; за интервал времени в несколько минут области осадков могут иметь весьма сложную структуру в виде отдельных очагов осадков, перемежающихся областями их полного отсутствия (табл. 6.2.19, рис. 6.2.3).

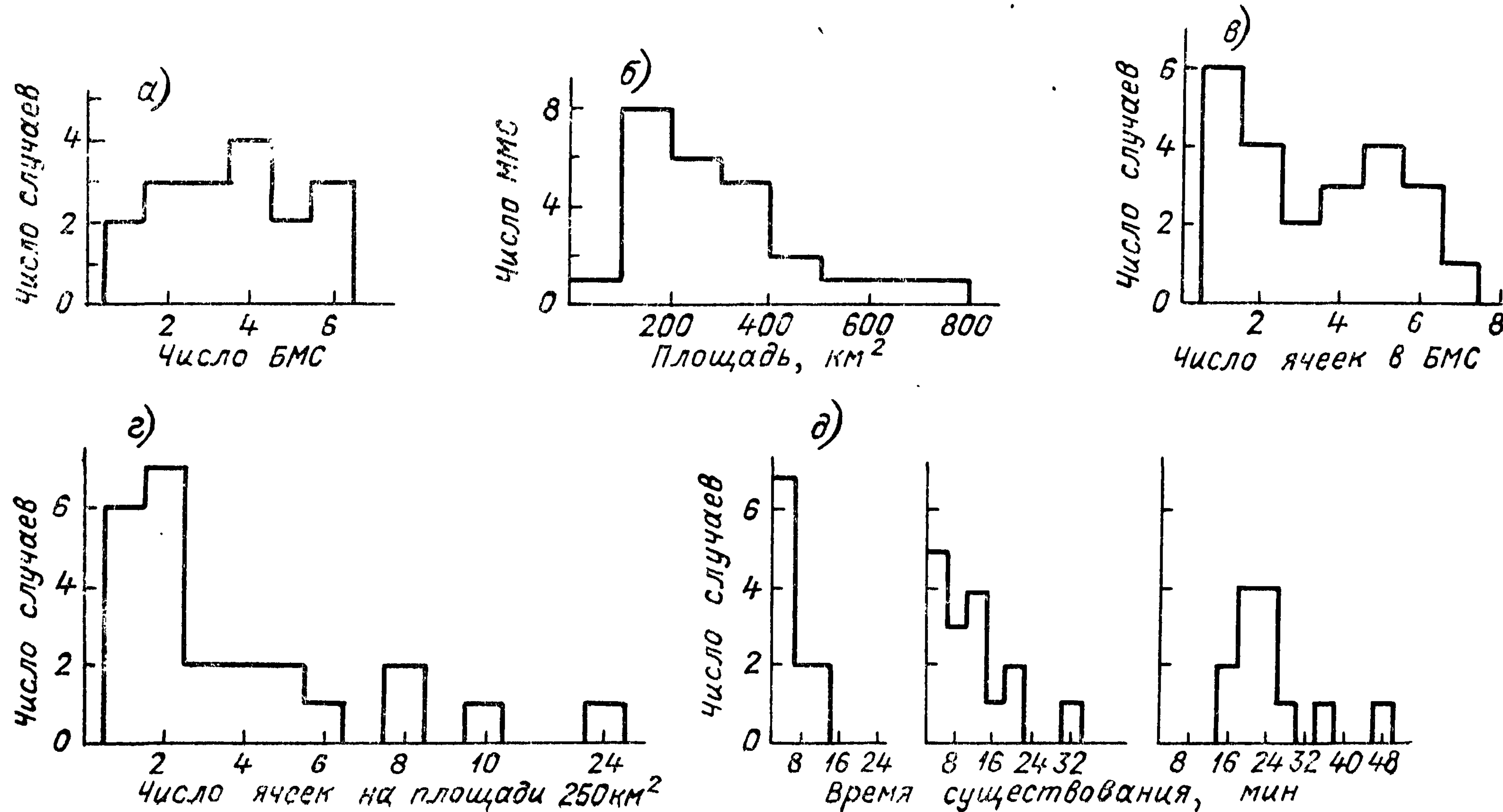


Рис. 6.2.3. Пространственно-временные характеристики БМС и ММС.

БМС — большая мезомасштабная система осадков (площадь покрытия 10^3—10^4 км²), ММС — малая мезомасштабная система (50—1000 км²).

Таблица 6.2.6

Значения параметров a и m для уравнений регрессии каждого признака дождя относительно другого

Район	$T_д$ мин	Вид уравнения											
		$I_{ср}=aQ^m$		$I_{макс}=aQ^m$		$Q=aI^m_{ср}$		$I_{макс}=aI^m_{ср}$		$Q=aI^m_{макс}$		$I_{ср}=aI^m_{макс}$	
		a	m	a	m	a	m	a	m	a	m	a	m
Северо-Запад ЕЧС	⩽60	0,04	0,63	0,05	0,81	21,4	0,8	2,2	1,2	9,6	0,7	0,5	0,9
	61—180	0,01	0,78	0,03	1,00	54,3	0,7	4,2	1,0	10,5	0,3	0,1	0,5
	>180	0,01	0,53	0,02	0,9	77,7	1,0	10,2	1,3	21,2	0,8	0,1	0,4
Северо-запад Украины	⩽60	0,05	0,72	0,10	0,8	13,5	0,5	1,6	0,8	9,63	0,6	0,3	0,8
	61—180	0,01	0,88	0,03	1,0	54,7	0,8	4,7	1,1	10,7	0,4	0,1	0,5
	>180	0,01	0,60	0,02	0,5	175,3	0,8	3,5	1,0	19,2	0,3	0,1	0,4
Черноморское побережье Кавказа (р-н Сочи)	⩽60	0,04	0,62	0,05	0,81	21,8	1,0	2,5	1,2	9,8	0,9	0,4	0,8
	61—180	0,02	0,65	0,02	1,06	187,4	1,23	13,3	1,5	19,1	0,7	0,1	0,6
	>180	0,01	0,53	0,01	1,01	81,4	1,26	33,6	1,6	40,65	0,7	0,1	0,5

Таблица 6.2.7

Характеристики осадков, выпадающих за апрель—октябрь на территории СССР: средние значения количества осадков — общего ($\bar Q$) и в день с осадками ($\bar q$), продолжительности дождей ($\bar T$), числа дней с дождями ($\bar N$), числа дождей ($\bar n$), продолжительности осадков в день с осадками ($\bar t$) и интенсивности осадков ($I_{ср}$)

Станция	$\bar Q$ мм	$\bar T$ ч	$T_{макс}$ ч	$\bar N$	$\bar n$	$\bar q$ мм	$\bar t$ ч	$I_{ср}$ мм/ч	$I_{ср}$ мм/мин
Кола	362	1050	1253	153	258	2,37	6,86	0,344	0,006
Котлас	381	688	1025	133	232	2,86	5,17	0,554	0,009
Ленинград	434	538	1800	125	211	3,47	4,30	0,806	0,013
Таллин	437	511	765	117	107	3,73	4,36	0,855	0,014
Киров	403	626	916	126	207	3,20	4,97	0,644	0,011
Рига	441	558	767	126	215	3,50	4,42	0,790	0,013
Вильнюс	453	519	697	126	221	3,60	4,12	0,873	0,015
Калининград	526	521	661	121	220	4,35	4,30	1,009	0,017
Москва	406	460	613	113	177	3,59	4,07	0,883	0,015
Минск	492	450	691	115	194	4,28	3,91	1,093	0,018
Чернигов	392	339	442	94	137	4,17	3,60	1,156	0,019
Львов	528	584	816	116	192	4,55	5,03	0,904	0,015
Волгоград	212	237	394	81	128	2,62	2,92	0,894	0,015
Ужгород	519	412	537	106	177	4,90	3,88	1,259	0,021
Днепропетровск	334	278	396	85	134	3,92	3,27	1,201	0,020
Донецк	332	343	499	94	153	3,53	3,65	0,968	0,016
Кривой Рог	297	285	420	79	115	3,76	3,60	1,042	0,017
Одесса	266	245	365	78	108	3,41	3,14	1,085	0,018
Симферополь	331	224	325	71	106	4,66	3,15	1,477	0,025
Ялта	252	230	336	71	104	3,54	3,24	1,10	0,018
Ай-Петри	455	312	418	84	112	5,42	3,71	1,46	0,024
Сочи	724	400	538	89	144	8,13	4,49	1,81	0,030
Орджоникидзе	680	544	712	107	158	6,36	5,08	1,25	0,021
Тбилиси	411	453	741	112	175	3,67	4,04	0,91	0,015
Батуми	1381	673	874	108	169	12,78	6,23	2,05	0,034
Закаталы	771	483	616	104	169	7,41	4,64		
Ленинакан	390	256	403	94	152	4,15	2,72	1,52	0,025
Ленкорань	789	429	708	69	103	11,43	6,22	1,84	0,031
Кокчетав	227	411	651	101	158	2,25	4,07	0,55	0,009
Кустанай	216	361	590	97	150	2,23	3,72	0,60	0,010
Павлодар	175	270	353	88	138	1,98	3,07	0,65	0,011
Кокпекты	175	273	358	85	143	2,05	3,21	0,64	0,011
Балхаш	69	126	172	62	99	1,11	2,03	0,55	0,009
Аральское море	68	133	229	53	84	1,28	2,51	0,51	0,009
Алма-Ата	377	354	402	76	133	4,96	4,66	1,06	0,018
Фрунзе	254	276	373	74	104	3,43	3,73	0,92	0,015
Ташкент	140	137	249	49		2,85	2,80	1,02	0,017
Ленинабад	73	117	193	39	47	1,87	3,00	0,62	0,010
Душанбе	232	173	266	46	77	5,04	3,76	1,34	0,022
Ашхабад	97	121	223	41	57	2,36	2,95	0,80	0,013
Хорог	90	160	252	39	54	2,31	4,10	0,56	0,009
Марре-Сале	211	507	909	80	134	2,64	6,34	0,42	0,007
Салехард	310	898	1343	185	193	2,30	0,65	0,34	0,006
Томск	372	556	723	119	179	3,13	4,67	0,67	0,001
Тикси, бухта	186	612	766	89	158	2,09	6,88	0,30	0,005
Дудинка	271	651	881	95	122	2,85	6,85	0,42	0,007
Оленёк	219	504	721	83	120	2,63	6,03	0,43	0,007
Ессей	213	971	1187	140	163	1,52	6,93	0,22	0,004
Илирней	150	799	1129	108	138	1,39	7,40	0,19	0,003
Верхоянск	120	310	404	65	86	1,84	4,76	0,39	0,006

Станция	$\bar{Q}$ мм	$\bar{T}$ ч	$T_{макс}$ ч	$\bar{N}$	$\bar{n}$	$\bar{q}$ мм	$\bar{t}$ ч	$I_{ср}$ мм/ч	$I_{ср}$ мм/мин
Жиганск	234	394	537	72	109	3,25	5,47	0,59	0,010
Анадырь	173	422	677	61	85	2,84	6,92	0,41	0,007
Алдан	457	1035	1378	137	205	3,33	7,55	0,44	0,007
Братск	273	522	645	114	178	2,39	4,57	0,52	0,009
Зима	332	496	684	107	159	2,10	4,64	0,67	0,011
Улан-Удэ	217	344	495	83	116	2,61	4,14	0,63	0,010
Усть-Камчатск	319	1076	1489	122	160	2,61	8,82	0,30	0,005
Николаевск-на-Амуре	380	808	1017	114	157	3,33	7,09	0,47	0,008
Петропавловск-Камчатский	665	903	1192	113	141	5,88	7,99	0,73	0,012

Таблица 6.2.8

Повторяемость (%) осадков различной интенсивности I [29]

Станция	I мм/мин						Станция	I мм/мин					
	0—0,01	0,0111—0,020	0,021—0,050	0,051—0,100	0,11—0,20	>20		0—0,01	0,0111—0,020	0,021—0,050	0,051—0,100	0,11—0,20	>20
Аксель-Хайберг	31,6	27,7	29,8	10,9	—	—	Варезе	15,1	30,8	33,9	11,7	5,2	3,3
Рейкьявик	26,3	35,5	29,0	6,6	1,3	1,8	Пальма	83,3	6,3	6,7	8,7	—	—
Вик	30,1	18,0	29,5	18,5	6,8	4,6	Энтеббе	34,4	15,4	21,0	13,6	6,5	9,1
Карлсруэ	54,0	27,0	15,7	5,7	2,1	1,8	Увира	36,4	11,9	15,9	16,6	8,6	10,6

Таблица 6.2.9

Средний годовой процент времени, в течение которого часовые ($I_ч$) и мгновенные (I_i) интенсивности осадков равны или превышают 0,025, 0,050, 0,075 мм/мин [32]

Станция	Среднегодовое количество осадков, см	Среднегодовое число дней с осадками	$I_ч$ мм/мин			I_i мм/мин		
			0,025	0,050	0,075	0,25	0,050	0,075
Афины	39,9	98	0,98	0,24	0,08	0,85	0,28	0,08
Берлин	58,1	169	0,84	0,16	0,03	0,76	0,15	0,03
Дублин	69,5	218	0,78	0,13	0,01	0,70	0,12	0,01
Лондон	62,2	167	0,89	0,20	0,06	0,80	0,19	0,06
Москва	61,8	132	1,05	0,30	0,13	0,95	0,29	0,13
Париж	57,5	160	0,84	0,16	0,03	0,76	0,15	0,03
Рим	67,8	105	1,45	0,59	0,33	1,31	0,55	0,03
Токио	156,0	149	2,22	1,13	0,72	2,00	1,06	0,72
Варшава	56,4	164	0,84	0,16	0,03	0,76	0,15	0,03
Вашингтон	107,2	124	2,11	0,90	0,60	1,90	0,85	0,60

Таблица 6.2.10

Приближенный средний годовой процент времени, в течение которого мгновенная интенсивность (I_i) осадков на территории Северной Америки равна или превышает заданные значения [32]

Станция	Район	I_i мм/мин								
		0,017	0,085	0,034	0,050	0,075	0,075	0,170	0,340	0,635
Новый Орлеан	Побережье Мексиканского залива *	2,96	2,16	1,74	1,44	1,08	0,92	0,56	0,37	0,21
Оклахома	Великие Равнины	2,04	1,49	1,23	0,81	0,57	0,46	0,20	0,15	0,11
Вашингтон	Средне-восточное побережье	2,58	1,90	1,36	0,84	0,60	0,48	0,17	0,07	0,024

* Зона наиболее интенсивных в США дождей, вызываемых массами тропического морского воздуха.

Таблица 6.2.11

Средний годовой процент времени, в течение которого интенсивность осадков в среднем для территории Западной Европы превышает заданные значения

I мм/ч	I мм/мин	Процент времени превышения	I мм/ч	I мм/мин	Процент времени превышения
100	0,70	0,01	6	0,10	1,00
60	1,00	0,15	3	0,05	1,50
30	0,50	0,20	2	0,03	2,00
20	0,33	0,30	1	0,016	3,00
10	0,17	0,60			

Таблица 6.2.12

Среднемесячные значения интенсивности осадков (мм/мин) для характерных станций Западной Европы

Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Леруик	1,24	1,26	1,37	1,35	1,16	1,24	1,34	1,45	1,65	1,51	1,38	1,25	1,34
Сторновей	1,02	1,21	1,09	1,08	1,00	1,24	1,47	1,54	1,73	1,39	1,34	1,09	1,25
Абердин	1,33	0,94	1,04	1,16	1,55	1,36	1,51	1,43	1,71	1,67	1,49	1,13	1,35
Лондон	1,18	0,95	1,02	1,41	1,53	1,64	2,07	1,90	1,51	1,42	1,49	1,07	1,39
Плимут	1,32	1,40	1,19	1,43	1,54	1,61	1,52	1,83	1,66	1,75	1,64	1,51	1,54
Белфаст	1,00	0,88	0,98	1,07	1,21	1,24	1,59	1,24	1,51	1,54	1,09	0,95	1,17
Хапаранда	0,28	0,22	0,25	0,33	0,46	0,69	0,83	1,09	0,74	0,53	0,37	0,23	0,42
Париж	0,38	0,42	0,60	0,69	1,10	1,02	1,21	1,38	1,00	0,79	0,55	0,47	0,70
Брест	0,73	0,72	0,77	0,64	0,98	0,76	0,67	0,83	0,97	0,01	0,16	0,78	0,82
Бурж	1,05	1,16	1,07	1,64	2,42	2,50	2,36	3,70	2,85	1,93	1,24	0,85	1,59
Нант	0,61	0,74	0,78	0,90	1,10	1,10	1,07	1,54	1,43	1,55	1,16	0,66	0,96
Лион	0,40	0,49	0,60	0,76	1,13	1,67	1,27	1,65	1,66	0,92	0,77	0,50	0,85
Гренобль	0,54	0,53	0,80	0,82	1,17	1,26	1,43	1,89	1,60	1,01	1,07	0,66	0,69
Бордо	0,76	1,15	0,89	0,86	0,98	1,44	1,22	2,42	1,95	1,38	1,10	0,85	1,11
Тулуза	0,44	0,66	0,79	0,62	0,01	0,98	0,19	1,64	1,23	0,80	0,50	0,39	0,75
Ницца	1,03	1,01	0,90	1,06	2,19	1,17	2,50	2,25	2,41	2,00	1,14	1,27	1,01
Познань	0,24	0,24	0,29	0,51	0,83	1,46	1,31	1,05	1,07	0,71	0,27	0,30	0,56
Будапешт	0,39	0,40	0,47	0,92	1,15	1,50	1,71	1,56	1,39	1,18	0,47	0,39	0,47
Белград	0,28	0,31	0,42	0,62	0,88	1,24	1,29	1,54	0,95	0,98	0,49	0,33	0,62
Салоники	0,35	0,52	0,47	0,75	1,05	1,43	1,54	2,00	1,22	1,17	0,95	0,73	0,76
Афины	0,86	0,86	0,78	1,00	0,90	1,62		10	1,55	1,39	1,46	1,00	1,07

Таблица 6.2.13

Средний годовой процент времени, в течение которого интенсивность осадков на станциях Западной Европы превышает заданные значения

Станция	$\overline{T}_г$ ч	I мм/ч							
		100	60	30	20	10	6	3	1
Леруик	838	0,08	1,26	1,70	2,52	5,02	8,4	12,6	25,2
Сторновей	105	0,01	0,15	0,20	0,30	0,60	1,0	1,5	3,0
Абердин	58	0,01	0,09	0,12	0,18	0,36	0,6	0,9	1,8
Эскадалемор	120	0,01	0,18	0,24	0,36	0,72	1,2	1,8	3,6
Манчестер	64	0,01	0,09	0,12	0,18	0,36	0,6	0,9	1,8
Лондон	45	0,01	0,06	0,08	0,12	0,24	0,4	0,6	1,2
Плимут	75	0,01	0,11	0,14	0,21	0,42	0,7	1,1	2,1
Белфаст (Алдегрове)	80	0,01	0,12	0,16	0,24	0,48	0,8	1,2	2,4
Хапаранда	143	0,01	0,21	0,28	0,42	0,84	1,4	2,1	4,2
Лилль	111	0,01	0,16	0,22	0,33	0,66	1,1	1,6	3,3
Реймс	115	0,01	0,16	0,22	0,33	0,66	1,1	1,6	3,3
Руан	116	0,01	0,16	0,22	0,33	0,66	1,1	1,6	3,3
Кан	114	0,01	0,16	0,22	0,33	0,66	1,1	1,6	3,3
Париж (Орли)	120	0,01	0,18	0,24	0,36	0,72	1,2	1,8	3,6
Нанси	147	0,02	0,22	0,30	0,45	0,90	1,5	2,2	4,5
Страсбург	118	0,01	0,18	0,24	0,36	0,72	1,2	1,8	3,6
Брест	182	0,02	0,27	0,36	0,54	1,08	1,8	2,7	5,4
Ренн	144	0,01	0,20	0,26	0,39	0,78	1,3	2,0	3,9
Ле-Ман	130	0,01	0,20	0,26	0,39	0,78	1,3	2,0	3,9
Орлеан	114	0,01	0,16	0,22	0,33	0,66	1,1	1,6	3,3
Осер	132	0,01	0,19	0,26	0,39	0,78	1,3	1,9	3,9
Безансон	155	0,02	0,24	0,32	0,48	0,96	1,6	2,4	4,8
Дижон	151	0,02	0,23	0,30	0,45	0,80	1,5	2,3	4,5
Бурж	55	0,01	0,09	0,12	0,18	0,36	0,6	0,9	1,8
Тур	68	0,01	0,10	0,14	0,21	0,43	0,7	1,0	2,1
Нант	177	0,01	0,18	0,24	0,36	0,72	1,2	1,8	8,6
Лимож	158	0,02	0,24	0,32	0,48	0,96	1,6	2,4	4,8
Клермон-Ферран	105	0,01	0,17	0,22	0,33	0,66	1,1	1,7	3,3
Лион	128	0,01	0,19	0,26	0,39	0,78	1,3	1,9	3,9

Станция	$\overline{T}_г$ ч	I мм/ч							
		100	60	30	20	10	6	3	1
Гренобль	138	0,01	0,22	0,28	0,42	0,84	1,4	2,2	4,2
Ле-Пюи	119	0,01	0,18	0,24	0,36	0,72	1,2	1,8	3,6
Бордо	118	0,01	0,18	0,24	0,36	0,72	1,2	1,8	3,6
Монтелимар	75	0,01	0,10	0,14	0,21	0,42	0,7	1,0	2,1
Амбрен	99	0,01	0,15	0,20	0,30	0,60	1,0	1,5	3,0
Тулуза	112	0,01	0,16	0,22	0,33	0,66	1,1	1,6	3,3
Мон-де-Марсан	115	0,01	0,16	0,22	0,33	0,66	1,1	1,6	3,3
Биарриц	104	0,01	0,15	0,20	0,30	0,60	1,0	1,5	3,0
Каркассонн	115	0,01	0,16	0,22	0,33	0,66	1,1	1,6	3,3
Перпиньян	55	0,01	0,09	0,12	0,18	0,36	0,6	0,9	1,8
Монпелье	38	0,01	0,06	0,08	0,12	0,24	0,4	0,6	1,2
Тулон	61	0,01	0,09	0,12	0,18	0,36	0,6	0,9	1,8
Ницца	66	0,01	0,10	0,14	0,21	0,42	0,7	1,0	2,1
Аяччо (Корсика)	76	0,01	0,12	0,16	0,24	0,48	0,8	1,2	2,4
Варнемюнде	131	0,01	0,19	0,26	0,39	0,78	1,3	1,9	3,9
Гарделеген	138	0,01	0,21	0,28	0,42	0,84	1,4	2,1	4,2
Лейпциг	132	0,01	0,19	0,26	0,39	0,78	1,3	1,9	3,9
Брно	56	0,01	0,09	0,12	0,18	0,36	0,6	0,9	1,8
Кошице	88	0,01	0,13	0,18	0,27	0,54	0,9	1,3	2,7
Устка	98	0,01	0,15	0,20	0,30	0,60	1,0	1,5	3,0
Познань	112	0,01	0,16	0,22	0,33	0,66	1,1	1,6	3,3
Вроцлав	97	0,01	0,15	0,20	0,30	0,60	1,0	1,5	3,0
Будапешт	103	0,01	0,15	0,20	0,30	0,60	1,0	1,5	3,0
Сомбатхей	79	0,01	0,12	0,16	0,24	0,48	0,8	1,2	2,4
Белград	142	0,01	0,21	0,28	0,42	0,84	1,4	2,1	4,2
Скопье	104	0,01	0,15	0,20	0,30	0,60	1,0	1,5	3,0
Титоград	155	0,02	0,24	0,32	0,48	0,96	1,6	2,4	4,8
Салоники	123	0,01	0,18	0,24	0,36	0,72	1,2	1,8	3,6
Афины	66	0,01	0,10	0,14	0,21	0,42	0,7	1,0	2,1

Примечание. $T_г$ — средняя продолжительность осадков за год.

Таблица 6.2.14

Характеристики осадков для периода апрель—октябрь и интегральные распределения (%) количества (*Q*) и продолжительности (*T*) осадков теплого периода года по градациям интенсивности (*I*) для территории Западной Европы

Станция	Q мм	T ч	$I_{ср}$ мм/ч	$I_{макс}$ мм/мин	N	q	t ч	I мм/мин			
								⩽0,05	⩽0,15	⩽0,25	⩽0,05
								Q мм			T ч
Леруик	573	409	1,40	(0,023)	127	4,51	3,22	30	60	65	80
Сторновей	575	424	1,36	(0,023)	140	4,11	3,03	30	60	65	80
Абердин	485	326	1,49	(0,025)	121	4,00	2,69	30	60	65	80
Манчестер	472	332	1,41	(0,024)				30	60	65	80
Лондон	352	216	1,63	(0,027)	84	4,19	2,57	23	53	65	75
Плимут	485	298	1,63	(0,027)	95	5,10	3,14	23	53	65	75
Белфаст (Алдегрове)	582	371	1,57	(0,026)	119	4,89	3,12	23	53	65	75
Хапаранда	348	544	0,64	(0,011)	80			48	70	82	90
Лилль	389	422	0,92	(0,015)	93	4,18	4,53	35	65	68	85
Шербур	433	236	1,83	(0,030)	88	4,92	2,68	23	53	65	75
Париж	375	377	0,99	(0,16)	90	4,17	4,18	35	65	68	85
Страсбур	475	414	1,14	(0,019)	91	5,22	4,55	31	58	66	82
Брест	529	635	0,83	(0,014)	106	4,99	5,99	35	65	68	85
Орлеан	358	341	1,04	(0,017)				30	60	65	80
Дижон	458	416	1,10	(0,018)	80	5,72	5,20	30	60	65	80
Нант	400	323	1,24	(0,021)	92	4,32	3,51	28	55	65	78
Лимож	521	295	1,77	(0,029)	89	5,85	3,31	28	50	65	78
Бордо	467	342	1,36	(0,023)	88	5,31	3,88	28	50	65	78
Тулуза	393	550	0,71	(0,012)	74	5,31	7,43	48	70	82	90
Аяччо	283	188	1,50	(0,025)	40	7,07	4,70	30	60	65	80
Лейпциг	368	445	0,83	(0,014)	95	3,87	4,68	35	65	68	85
Брно	387	208	1,86	(0,031)	83	4,66	2,54	28	50	65	78
Кошице	431	495	0,87	(0,015)	83	5,19	5,96	35	65	68	
Познань	371	341	1,08	(0,018)	82	4,52	4,15	35	65	68	85
Вроцлав	413	432	0,96	(0,016)	82	5,04	4,27	35	65	68	85
Будапешт	405	315	1,28	(0,021)	73	5,55	4,31	35	65	68	85
Сомбатхей	456	454	1,00	(0,017)	81	5,63	5,60	35	65	68	85
Белград	431	353	1,20	(0,020)	77	5,60	4,61	35	65	68	85
Скопье	292	300	0,97	(0,016)	48	6,08	6,25	35	65	68	85
Салоники	226	156	1,48	(0,024)	46	4,91	3,39	25	56	65	75
Афины	131	97	1,35	(0,022)	38	3,45	2,55	25	56	65	75

Примечание. Усл. обозначения см. табл. 6.2.7.

Таблица 6.2.15

Характеристики осадков для периода апрель—октябрь на Азиатском континенте и интегральные распределения (%) количества (Q) и продолжительности (T) осадков теплого периода по градациям интенсивности для территории Японских островов

Станция	$\bar{Q}$ мм	$\bar{T}$ ч	$\bar{I}_{ср}$ мм/ч	мм/мин	N	$\bar{q}$ мм	$\bar{t}$ ч	Q мм		T ч
								$I \leqslant 0{,}05$ мм/мин	$I \leqslant 0{,}15$ мм/мин	$I \leqslant 0{,}05$ мм/мин
Новый Дели	635	98	6,48	0,11	42	15,12	2,33			
Джайпур	560	81	6,91	0,12	51	10,98	1,59			
Джодхпур	348	32	10,87	0,18						
Веравал	559	109	5,12	0,08	45	12,42	2,42			
Илахабад	943	166	5,68	0,09	67	14,07	2,47			
Бомбей	1839	240	7,66	0,13	101	18,20	2,38			
Висакхапатнам	793	146	5,43	0,09	62	12,79	2,35			
Бенгалуру	792	149	5,32	0,09	89	8,90	1,67			
Мадрас	644	105	6,13	0,10						
Калькутта	1501	258	5,82	0,10	118	12,72	2,18			
Пуна	637	187	3,41	0,06	80	7,67	2,25			
Гоа	1119	187	6,05	0,10						
Катманду	1288	306	4,21	0,07	113	11,40	2,71			
Черрапунджи	8955	1388	6,45	0,11	155	57,77	8,95			
Порт-Блэр	2445	496	4,93	0,08	157	15,57	3,16			
Хами	20	37	0,54	0,009						
Куча	71	37	1,92	0,032	27	2,62	1,37			
Пекин	580	168	3,45	0,06	48	12,08	3,50			
Нанкин	739	539	1,37	0,02	79	9,35	6,82			
Шанхай	857	635	1,35	0,02	81	10,58	7,83			
Чанша	983	483	2,04	0,03	81	12,12	5,96			
Вэньчжоу	1357	789	1,72	0,03	96	14,13	8,22			
Сянган (Гонконг)	1954	548	3,57	0,06	115	16,99	4,76			
Кесинь	1873	358	3,36	0,06	111	16,87	5,03			
Тайхоку	1575	798	1,97	0,03	105	15,00	7,60			
Хусан	1189	601	1,98	0,03	79	15,05	7,61			
Зинсен	877	790	1,79	0,03	68	12,90	7,20			
Наха	1418	578	2,45	0,04	116	12,22	4,98	10	45	80
Кагосима	1711	728	2,35	0,04	105	16,29	6,93	10	45	80
Миязаки	1918	883	2,24	0,04	109	18,14	8,10	10	45	80
Кумамото	1456	620	2,35	0,04	95	15,83	6,53	10	45	80
Хукнока	1209	692	1,75	0,03	94	12,86	7,36	20	52	85
Кимоносеки	1274	648	1,97	0,03	89	14,31	7,28	20	52	85
Матнаяма	1043	637	1,64	0,03	87	11,99	7,32	20	52	85
Окаяма	879	574	1,53	0,03	83	10,59	6,91	20	52	85
Осака	949	658	1,44	0,02	88	10,73	7,48	35	65	90
Кети	2164	797	2,71	0,05	105	20,61	7,59	7	35	80
Нагоя	1309	394	2,20	0,04	94	13,02	6,32	10	45	80
Токио	1236	891	1,39	0,02	103	12,00	8,65	35	65	90
Титизима	1008	465	2,17	0,04	110	9,16	4,22	35	65	90
Мито	1124	744	1,51	0,02	107	10,50	6,95	35	65	90
Исиномаки	888	703	1,26	0,02	99	8,97	7,10	35	65	90
Мияко	1052	753	1,40	0,02	99	10,62	7,60	35	65	90
Такаяма	1296	851	1,52	0,03	109	11,89	7,80	20	52	85
Кеху	973	737	1,32	0,02	93	10,46	7,92	35	65	90
Хукусима	948	933	1,02	0,02	103	9,20	9,06	35	65	90
Сакаи	1092	645	1,69	0,03	96	11,37	6,72	20	52	85
Каназава	1343	682	1,97	0,03	109	12,32	5,68	20	52	85
Нигата	988	685	1,44	0,02	106	9,32	6,46	35	65	90
Акита	1130	730	1,54	0,03	112	10,09	6,52	20	52	85
Саппоро	613	728	0,84	0,01	99	6,19	7,35	55	82	95
Асахигава	692	726	0,95	0,02	105	6,59	6,91	35	65	90
Немуро	704	742	0,95	0,02	96	7,33	7,73	35	65	90
Медан	1236	393	3,14	0,05						
Паданг	2513	381	6,60	0,11						
Понтианак	1760	249	7,07	0,12						
Джакарта	624	104	6,00	0,10						
Панжеранго	1157	374	3,09	0,05						
Генсан	907	701	1,29	0,02	87	10,40	8,06			
Зяньсинь	575	505	1,14	0,02	69	8,33	7,32			

Примечание. Усл. обозначения см. табл. 6.2.7.

Таблица 6.2.16

Повторяемость (%) дождей с различной максимальной интенсивностью

Район	I мм/мин										$I_{макс}$ мм/мин	Дата
	0,05	0,06—0,10	0,11—0,25	0,26—0,50	0,51—0,75	0,76—1,00	1,01—2,00	2,01—3,00	3,01—4,00	4,01—5,00		
Северо-Запад ЕЧС	25,6	26,7	24,1	10,9	4,1	2,6	3,8	1,1	0,4	0,7	4,95	29/V 1938
Прибалтика	10,1	28,7	31,4	17,0	5,1	5,4	1,5	0,8			2,18	12/VI 1954
Валдай	50,2	11,7	17,4	11,7	3,0	3,0	2,5	0,5			2,13	23/VIII 1956
Подмосковье	15,7	9,7	20,1	20,1	9,0	8,2	13,4	3,0	0,8		3,50	8/VIII 1962
Северо-восток Украины	16,0	24,7	24,2	18,7	6,8	2,7	5,0	1,4	0,5		3,40	31/VIII 1951
Юго-восток Украины	3,2	8,5	36,2	18,1	11,7	12,7	5,8	3,2	1,2		3,10	23/VIII 1956
Закарпатье		10,4	22,1	30,5	10,4	11,0	9,8	5,2	0,6		3,30	8—9/VII 1960
Сальская степь	8,0	15,2	25,0	21,4	6,3	8,0	12,5	3,6			2,60	14/VII 1957
Казахстан (северо-запад)		17,1	40,0	20,0	5,7	5,7	11,5				3,90	11/VIII 1958
Казахстан (запад)		63	34,3	40,6	3,1	9,4	6,3				1,50	1/VI 1954
Казахстан (Заилийский Алатау)	8,7	22,5	32,5	23,2	8,7	1,2	2,5	0,7			2,10	1/VIII 1958
Туркмения (Запад)	21,2	29,7	21,8	10,6	4,3	2,1	8,7	2,1			2,17	4/VII 1954
Приамурье	33,8	16,4	23,0	17,4	3,3	4,7	0,9	0,5			3,00	10/VIII 1954
Приморье (юг)		10,2	42,0	25,0	11,3	3,4	5,7	3,4			3,00	16/VIII 1958
Восточная Сибирь (бассейн р. Индигирки)	47,0	19,7	16,7	10,7	3,6	1,1	0,6	0,6			2,50	17/VII 1962

Таблица 6.2.17

Характеристики ливней исключительной интенсивности в разных районах земного шара

Район	Количество осадков, мм	Продолжительность, мин	Интенсивность, мм/мин
Австралия	650	120	5,42
ФРГ	126	8	15,75
Швейцария	22	5	4,46
Румыния	205	20	10,20
Южная Африка	356	15	23,73
Южная Калифорния	26	1	26,00
Панама	63	6	12,60
США	31	1	31,00
США	18	1,4	12,50
о. Ямайка	195	15	13,00
США	300	42	7,10
СССР, Карпаты		1	9,50
СССР, Карпаты		1	7,10

Таблица 6.2.18

Возможная максимальная интенсивность осадков (мм/мин) для заданных интервалов времени [32]

Период, мин	$I_{макс}$ мм/мин	
	Побережье Мексиканского залива	Весь земной шар
1	6,3	47,5
5	3,1	20,3
10	2,5	15,3
30	1,9	10,0
60	1,3	6,4

Таблица 6.2.19

Основные структурообразующие параметры полей жидких осадков

Структурный параметр	Характеристика	Зона избыточного увлажнения	Зона умеренного увлажнения	Зона недостаточного увлажнения (степи)
Период пространственной стабилизации	1. Время	25—40 мин	15—25 мин	3—12 мин
Очаг — пространственное микромасштабное образование	1. Характерный размер большой оси	10 км	6 км	3 км
	2. Характерная площадь		20 км² (40 %)	10 км² (65 %)
	3. Время жизни	От нескольких минут — до 30 мин		
	4. Плотность			
	одноочаговых полей	22 %	30 %	40 % территории
	многоочаговых полей	78 %	70 %	60 % территории
	5. Коэффициент заполнения			
	6. Время возникновения	40 % случаев в интервале продолжительности осадков 0,2—0,4 ч		
Пространственное мезомасштабное образование	1. Характерная площадь	10^2—10^3 км²	10^3—10^4 км²	
	2. Время жизни	От 1 ч — до нескольких часов		
Пространственное макромасштабное образование	1. Характерная площадь	10^4—10^5 км²	$>10^5$ км²	
	2. Время жизни	От нескольких часов — до нескольких суток		

Временными масштабами, отражающими естественную структуру полей осадков, являются длительность дождя, периоды пространственной стабилизации процесса (выпадение осадков над определенными пунктами) и интервал в 15 мин (статистически обоснованное пороговое значение для отде-

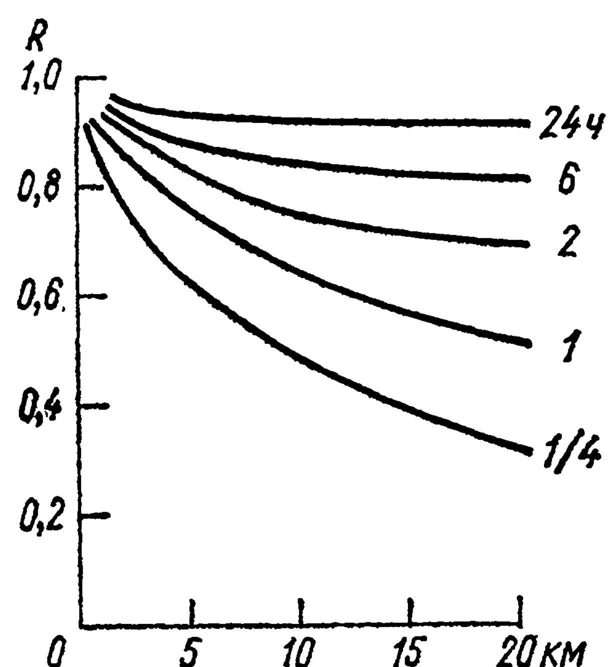


Рис. 6.2.4. Редукция (R) осадков вдоль линии относительно центра ливня.

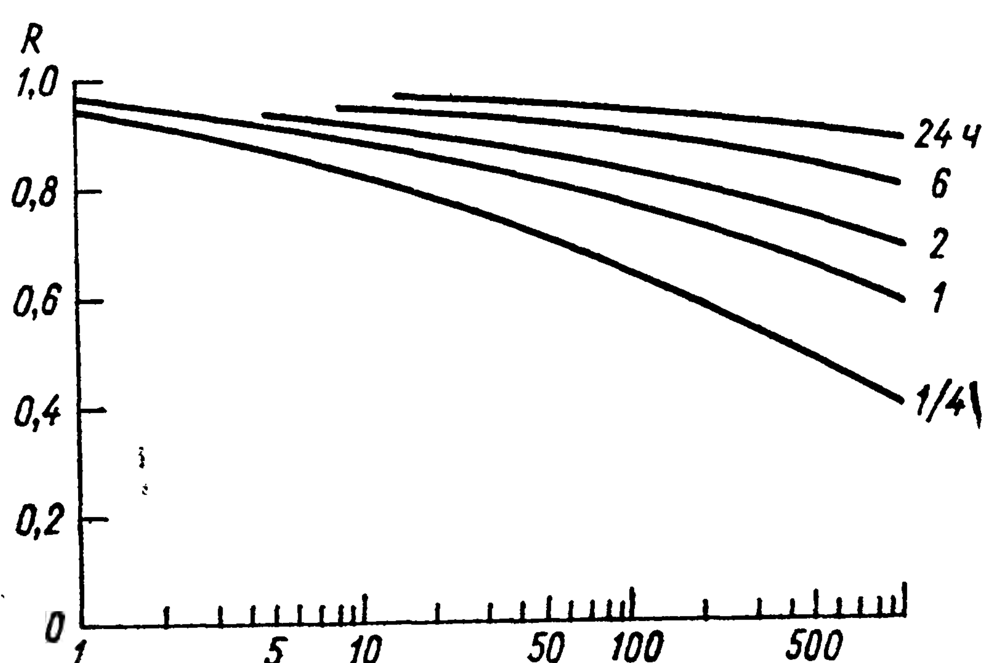


Рис. 6.2.5. Редукция (R) осадков по площади относительно центра ливня.

ления элементов пространственной микроструктуры от элементов мезо- и макроструктуры).

В пространственном распределении осадков имеет место четко выраженное их убывание (редукция) по мере удаления от центра дождя. Значения коэффициента редукции дифференцированы в зависимости от площади распространения дождя, количества осадков в его центре и масштаба временного осреднения. Взаимодействие всех этих параметров дождя влияет на скорость редукции, ее характер [1, 19] (рис. 6.2.4, 6.2.5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алибегова Ж. Д. Пространственно-временная структура полей жидких осадков.— Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 236 с.
2. Алибегова Ж. Д. Структура полей жидких осадков за короткие интервалы времени.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 134 с.
3. Алибегова Ж. Д., Элизбарашвили Э. Ш. Статистическая структура атмосферных осадков в горных районах.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 136 с.
4. Блютген И. География климатов. Т. 1—2.— М.: Прогресс, 1972, 1973.
5. Гирская Э. И., Сазонов Б. И., Кропп Е. И. Показатели метеорологических засух.— Труды ГГО, 1979, вып. 403, с 14—21.
6. Климатический справочник Африки. Ч. 1.— Л.: Гидрометеоиздат, 1967. 259 с.
7. Климатический справочник Зарубежной Азии.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 540 с.
8. Климатический справочник Южной Америки.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 369 с.
9. Климатический справочник Австралии и Новой Зеландии.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 143 с.
10. Климатический справочник Западной Европы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979. 678 с.
11. Климатический атлас Азии.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
12. Лебедев А. Н. Климат СССР. Вып 1. Европейская территория СССР.— Л.: Гидрометеоиздат, 1958. 368 с.
13. Мировой водный баланс и водные ресурсы Земли. Приложение: Атлас мирового водного баланса.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.
14. Метеорологические данные за отдельные годы по зарубежной территории северного полушария. Ч. 2. Месячные и годовые суммы осадков. Вып. 1. Европа. Вып. 2. Северная Америка, Центральная Америка, север Южной Америки. Вып. 3. Африка. Вып. 4. Азия и о-ва Тихого океана/Под ред. Л. М. Шереметовой.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
15. Орлова В. В. Климат СССР. Вып. 4. Западная Сибирь.— Л.: Гидрометеоиздат, 1962. 360 с.
16. Сохрина Р. Ф., Челпанова О. М., Шарова В. Я. Давление воздуха, температура воздуха и атмосферные осадки северного полушария. Атлас карт.— Л.: Гидрометеоиздат, 1958. 38 л.
17. Справочник по климату СССР.— Ч. 4, разд. 2, вып. 1 — 34. Л.: Гидрометеоиздат, 1966—1969.
18. Струзер Л. Р. Первые результаты корректировки норм атмосферных осадков на территории СССР.— Изв. АН СССР, сер. геогр., 1967, № 3, с. 90—95.
19. Стефенсон Д. Гидрология и дренаж ливневых вод.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 262 с.
20. Покровская Т. В. К вопросу о «пятнистости» в распределении осадков.— Изв. ГГО, 1934, № 2, с. 3—9.
21. Швер Ц. А. Годовое количество осадков на территории СССР по исправленным данным.— Труды ГГО, 1975, вып. 341, с. 57—64.
22. Швер Ц. А. Атмосферные осадки на территории СССР.— Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 302 с.
23. Швер Ц. А. Закономерности распределения количества осадков на континентах.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 286 с.
24. Щербакова Е. Я. Климат СССР. Вып. 5. Восточная Сибирь.— Л.: Гидрометеоиздат, 1961. 300 с.

Глава 7. СИНОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ЯВЛЕНИЯ ПОГОДЫ

7.1. ВОЗДУШНЫЕ МАССЫ И ФРОНТЫ

Большие объемы воздуха, обладающие определенными физическими свойствами, носят название воздушных масс. Нередко воздушные массы распространяются на всю тропосферу. Индивидуальные свойства (температура, влажность, запыленность и т. п.) воздушная масса приобретает в очаге формирования, т. е. в той области Земли, где под воздействием однородной подстилающей поверхности она сформировалась во времени как единое целое. Перемещаясь затем в другие районы Земли, эти воздушные массы приносят туда соответствующий им режим погоды. В горизонтальном направлении воздушные массы измеряются тысячами километров. Свойства воздушной массы определяют режим погоды над занимаемым ею районом Земли. Воздушные массы можно разделить либо по географическому положению их очагов, либо по их наиболее общим климатическим и тепловым характеристикам.

По географическому положению очагов формирования различают воздушные массы четырех широтных зон: арктические или антарктические, полярные (или умеренные), тропические и экваториальные. Эти массы имеют свой характерный интервал значений температуры у земной поверхности и на высотах, свои значения влажности, дальности видимости и др. [42, 43, 46, 56].

По выходе из очага, перемещаясь в другие районы Земли, воздушная масса меняет свои свойства и прежде всего температуру, т. е. происходит трансформация воздушной массы. По наиболее общим характеристикам различают холодные, теплые и местные воздушные массы. Перемещаясь из высоких широт в более низкие на более теплую подстилающую поверхность, воздушная масса создает в этом районе похолодания, т. е. вызывает понижение температуры. Двигаясь на более теплую подстилающую поверхность и прогреваясь преимущественно снизу, холодная воздушная масса приобретает неустойчивость стратификации, становится неустойчивой массой с развитием конвекции, что приводит к образованию кучевых и кучево-дождевых облаков и выпадению ливневых осадков.

Теплой называется воздушная масса, движущаяся в более высокие широты и на более холодную подстилающую поверхность. По сравнению с соседними воздушными массами она имеет более высокую температуру. Двигаясь на более холодную подстилающую поверхность и охлаждаясь снизу, она приобретает устойчивую стратификацию и становится устойчивой массой. С этим связан и характер процессов конденсации: возникновение низких слоистых и слоисто-кучевых облаков и туманов, а также слабое развитие турбулентности.

Различают еще местные воздушные массы, длительно находящиеся над определенным районом. Их свойства определяются свойствами подстилающей поверхности данного района.

Фронты в атмосфере. Смежные воздушные массы разделены между собой сравнительно узкими переходными зонами — фронтами,— сильно наклоненными к земной поверхности. Вверх фронты прослеживаются на несколько километров, нередко до самой стратосферы. Длина таких зон достигает нескольких тысяч километров, ширина — лишь десятков километров. Небольшая ширина зоны сближения холодной и теплой воздушных масс определяет повышенные значения горизонтальных градиентов температуры воздуха, а также характерные особенности в поле ветра и влажности. С фронтами, как правило, связаны наиболее сложные условия погоды, опасные и особо опасные явления [42, 43, 56].

Фронт, разделяющий воздушные массы основных географических типов, называется главным фронтом в отличие от вторичного фронта, который разделяет неоднородную воздушную массу с неярко выраженными различиями на две части. Эти фронты существуют у поверхности Земли, но в поле температуры на значительной высоте не обнаруживаются или прослеживаются до небольшой высоты (не выше 850 гПа). Холодные вторичные фронты чаще всего образуются в тылу циклонов при возникновении сходимости потоков в нижних слоях атмосферы.

Фронты могут не проявляться у поверхности Земли, но быть выраженными на высотах — верхние фронты. Обнаружить их можно только по характеру облачности и осадкам, а также в поле температуры на каком-нибудь уровне. Верхний фронт образуется, например, вследствие фронтогенеза лишь в верхних слоях тропосферы или в результате размывания фронта у поверхности Земли, который все еще сохраняется на высоте, а также в процессе окклюдирования как один из компонентов фронта окклюзии. Зимой верхним может быть замаскированный у поверхности Земли фронт, перемещающийся над тонким слоем сильно выхоложенного воздуха с однородной температурой [42, 43].

Фронты в тропосфере постоянно возникают, перемещаются и размываются.

Обычный механизм образования фронтов (фронтогенез) в атмосфере — это кинематический, т. е. фронты возникают под влиянием таких движений воздуха, которые сближают между собой воздушные массы с различной температурой и другими свойствами.

На синоптических картах фронт изображают одной линией и лишь на вертикальных разрезах атмосферы крупного масштаба иногда удается разделить верхнюю и нижнюю границы переходного слоя. Угол наклона фронтальной поверхности к горизонту составляет примерно 1°, а тангенс угла наклона фронта 0,01—0,03. При сильном ветре фронтальная поверхность вблизи линии приземного фронта выражена нечетко из-за турбулентного перемешивания и определение наклона ее затруднено.

Линия фронта проходит вдоль осей барических ложбин (явных или замаскированных) и не может располагаться вдоль оси барического гребня, хотя и может пересекаться с ним по нормали к оси.

Характер распределения температуры в области различных фронтов различен: на основных фронтах перепад температуры по горизонтали составляет в среднем 10 °С на 100 км, на фронтах окклюзии он значительно меньше, а на вторичных фронтах часто едва уловим.

Образование облаков на фронтах, их структура и пространственное распределение зависят от знака и интенсивности вертикальных движений в теплом воздухе, его перемещения относительно фронтальной поверхности, стратификации, влажности теплого воздуха, угла наклона фронтальной поверхности, орографии.

Поскольку восходящие движения и влажность воздуха в зоне фронта в теплом воздухе в целом значительно больше, чем в холодном, то образование облаков обычно происходит в теплом воздухе. При наличии в зоне фронта упорядоченного восходящего движения устойчиво стратифицированного теплого воздуха образуется система облаков Cs—As—Ns.

Верхняя граница хорошо выраженного теплого фронта летом обычно распространяется до тропопаузы, и лишь в редких случаях перистые облака в умеренных широтах могут проникать в стратосферу и достигать высоты 13—15 км. Зимой верхняя граница облачности располагается на меньшей высоте, особенно у холодных фронтов.

Вблизи центра циклона ширина зоны обложных осадков и слоисто-дождевых облаков (Ns) в среднем составляет около 300 км, а ширина всей системы As—Ns — 500—600 км. Впереди системы на расстоянии примерно 200—300 км располагаются перистые облака (Ci—Cs); общая протяженность облачности перед линией теплого фронта составляет 700—900 км (рис. 7.1.1).

Облачные системы и характер погоды холодного фронта зависят от скорости его смещения (см. рис. 7.1.1). В тылу циклонов за холодным фронтом, где обычно отмечаются кучево-дождевые (Cb) облака после полосы прояснений вновь могут выпадать непродолжительные ливни.

В холодную половину года вертикальная протяженность составляет всего 2—3 км. В то же время низкое положение изотермы —10 °С благоприятствует образованию ледяной фазы в относительно плоских облаках с выпадением из них осадков.

Летом над материком холодные фронты выражены наиболее четко. В связи с развитием термической конвекции кучево-дождевые облака летом, особенно в дневные часы, могут иметь большую вертикальную протяженность, достигать тропопаузы, а иногда проникать и в нижнюю стратосферу.

У поверхности Земли в области холодных фронтов часто возникают линии неустойчивости (или линии шквалов). Эти

линии могут располагаться на расстоянии нескольких десятков или сотен километров впереди холодного фронта, совпадать с линией фронта или находиться позади линии фронта. Иногда может возникнуть несколько таких линий. Период существования каждой линии неустойчивости при максимальном развитии конвекции составляет несколько часов. На барограмме прохождение таких линий характеризуется изломом, называемым грозовым носом. Природа линий неустойчивости еще не выяснена [43].

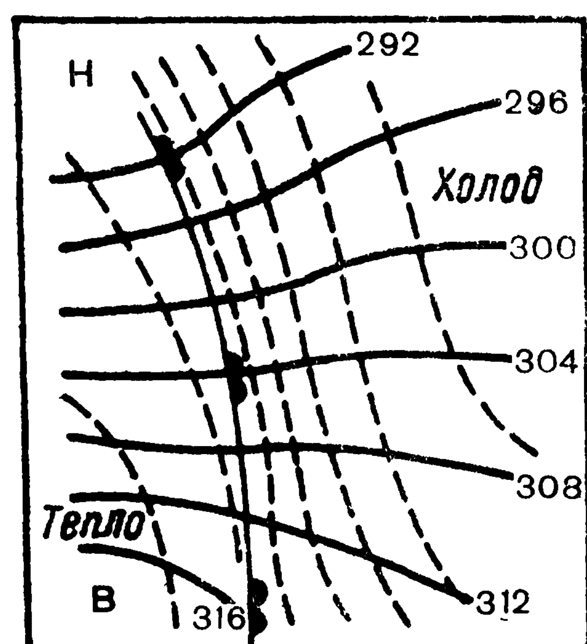


Рис. 7.1.1. Схема теплого фронта на карте высотного термобарического поля.

1 — изогипсы AT_{700}, *2* — изогипсы $OT\ \frac{500}{1000}$.

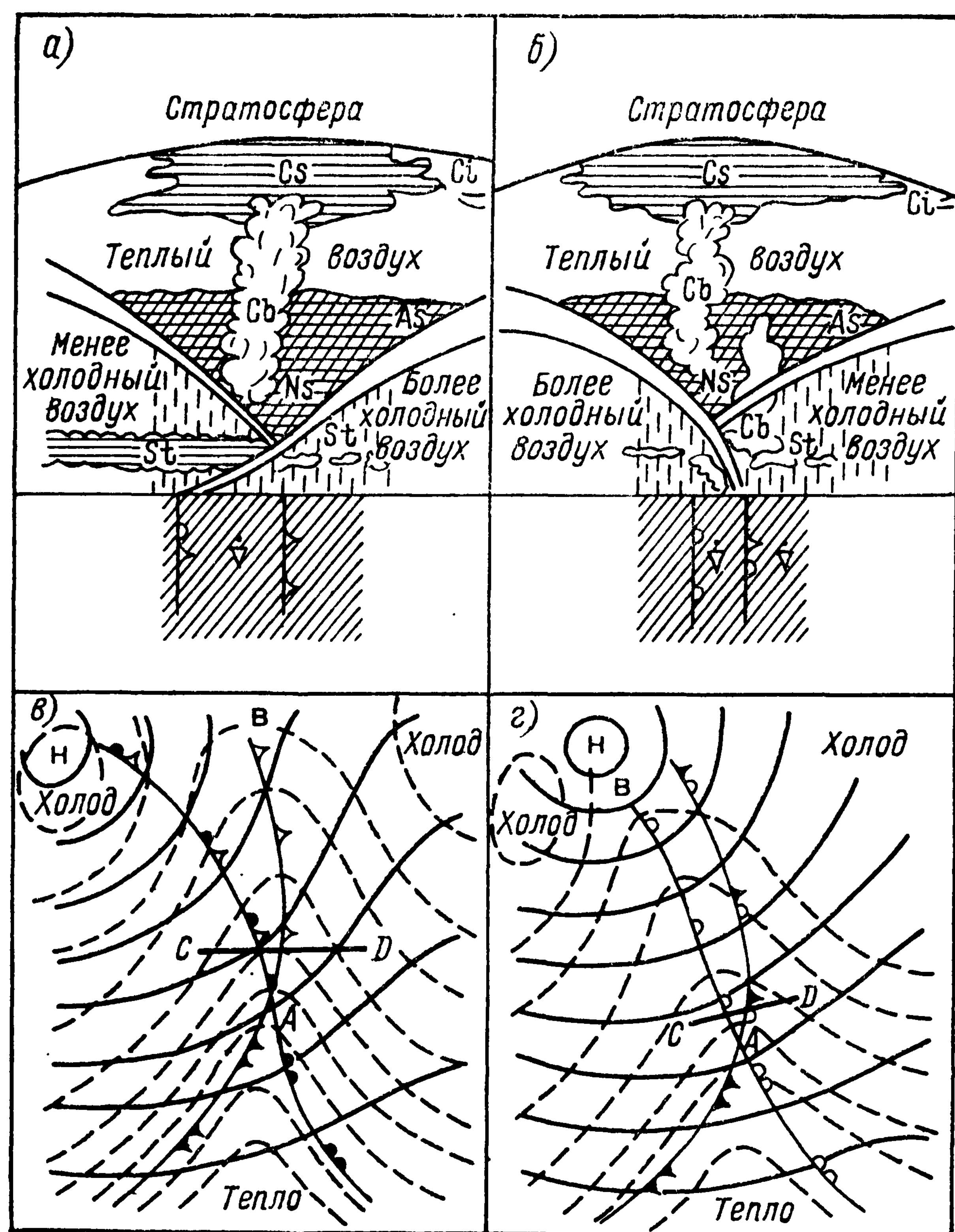


Рис. 7.1.2. Схема теплого (*а*) и холодного (*б*) фронтов окклюзии и соответствующих им термобарических полей (*в, г*).

1 — изогипсы AT_{700}, *2* — изогипсы $OT\ \frac{500}{1000}$; *AB* — проекция линии верхнего фронта на поверхность Земли, *CD* — линии вертикального разреза фронта окклюзии.

Вторичные холодные фронты имеют систему облаков, сходную с системой облаков быстро перемещающихся холодных фронтов, хотя все процессы в них происходят менее интенсивно. Формируются они в тылу циклона, иногда даже в слабо выраженных барических ложбинах. Иногда в тылу циклона возникает несколько вторичных фронтов.

Фронты окклюзии. При смыкании холодного фронта с теплым их облачные системы объединяются и фронт окклюзии несет в себе черты теплого и холодного фронтов, которые обычно выражены довольно слабо. В системе фронта взаимодействуют уже три воздушные массы, из которых наиболее теплая уже не соприкасается с поверхностью Земли (рис. 7.1.2). В связи с этим контраст температуры уменьшается по всей высоте фронтальной зоны.

Тип фронта окклюзии определяют по приземной температуре или по виду осадков, выпадающих в области фронта, поскольку условия погоды по обе стороны в общих чертах сходны с условиями, характерными для теплых и холодных фронтов соответственно.

7.2. ЦИКЛОНЫ И АНТИЦИКЛОНЫ

Области высокого и низкого атмосферного давления, на которые постоянно расчленяется барическое поле атмосферы, носят название барических систем или форм барического рельефа (рис. 7.2.1). Барические образования с замкнутыми концентрическими изобарами с минимальным давлением в центре называются циклонами, а такие же образования с максимальным давлением в центре — антициклонами [56]. Горизонтальные размеры циклонов и антициклонов измеряются сотнями и тысячами километров. Изобарические поверхности в циклоне изогнуты вниз в виде воронок, а в антициклоне выгнуты вверх в виде куполов (рис. 7.2.2) [56].

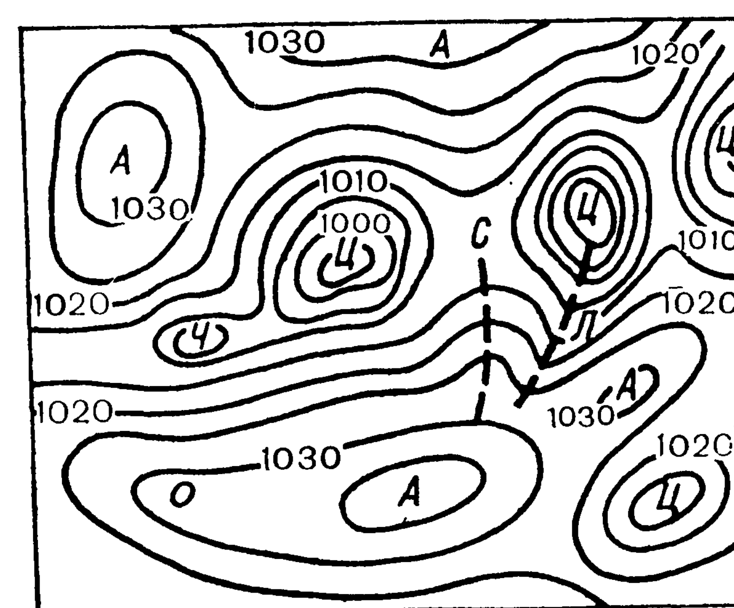


Рис. 7.2.1. Барические системы.

Ц — центр циклона; Л — ложбина, Ч — частный циклон; А — центр антициклона, О — отрог, С — седловина; изобары на уровне моря.

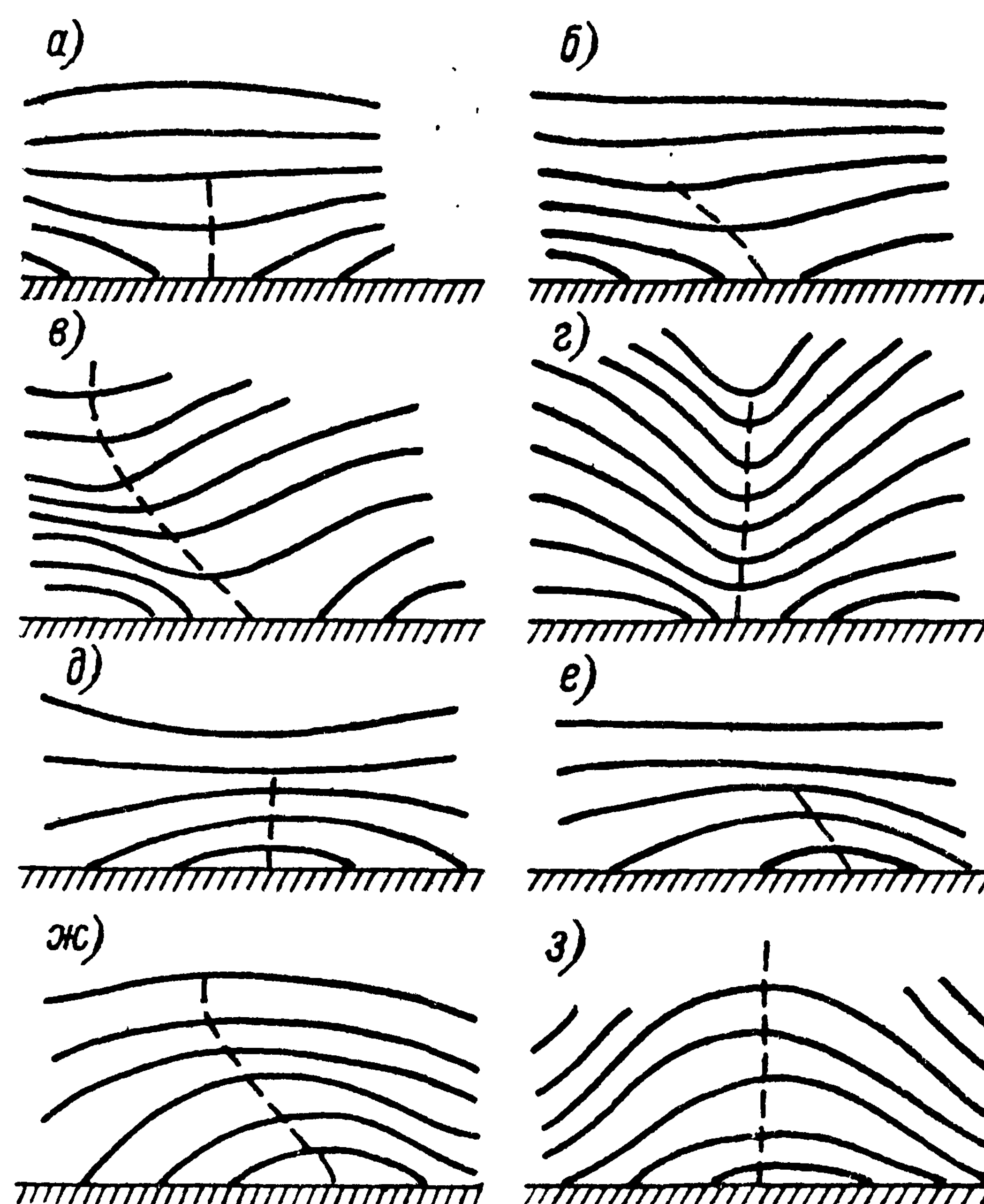


Рис. 7.2.2. Вертикальная структура циклонов (*а*—*г*) и антициклонов (*д*—*з*).

Если циклон существует в холодном воздухе, то это высокое барическое образование (рис. 7.2.2 *а*). Если же циклон находится в теплой воздушной массе и в центре циклона

температура выше, чем на его периферии, то это низкое барическое образование и верхние слои атмосферы его циркуляцией не захватываются (рис. 7.2.2 *б*). И, наоборот, холодные антициклоны являются низкими (рис. 7.2.2 *д*, *е*), а теплые — высокими (рис. 7.2.2 *ж*, *з*).

В результате циклонической деятельности (перемещения крупномасштабных циклонов и антициклонов) наблюдаются колебания давления, достигающие во внетропических широтах очень больших значений.

Циклоническая деятельность испытывает определенные годовые изменения. В умеренных широтах над океанами давление в центре циклонов зимой ниже, чем летом, над материками зимой преобладают сильные антициклоны, а летом — области пониженного давления. В субтропиках над океанами круглый год преобладают антициклоны. Однако в северном полушарии летом они выражены сильнее, чем зимой, в тропических районах океанов годовой ход давления выражен слабо [47].

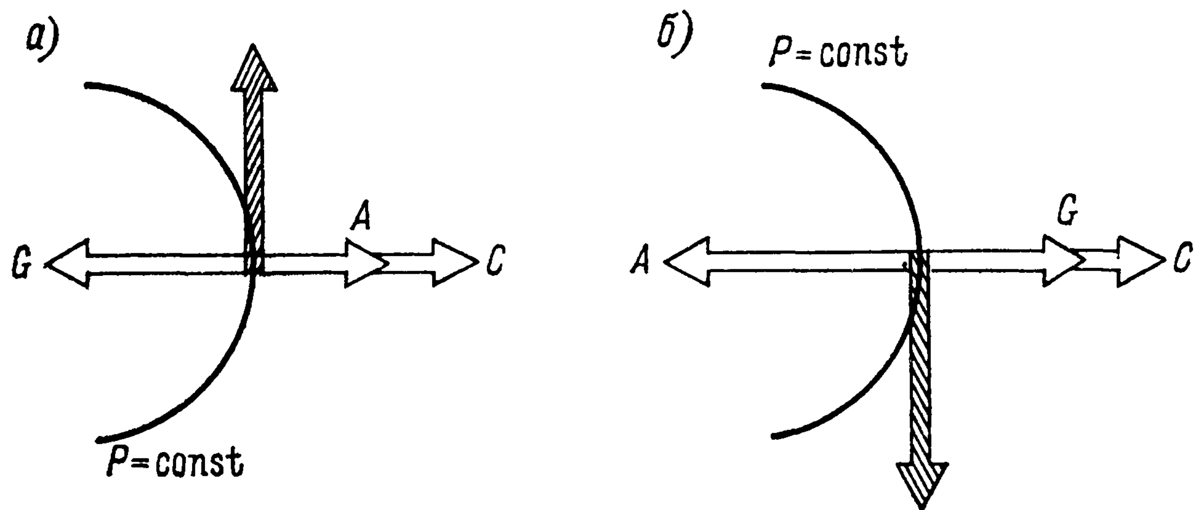


Рис. 7.2.3. Градиентный ветер в циклоне (*а*) и антициклоне (*б*). Северное полушарие.

A — сила Кориолиса, *C* — центробежная сила, *G* — сила барического градиента, *P* — давление.

Градиентный ветер в циклоне и антициклоне. Градиентный ветер — понятие теоретическое. Он характеризуется равномерным движением воздуха по круговым траекториям без учета влияния силы трения. В этом случае кроме силы барического градиента и отклоняющей силы вращения Земли (силы Кориолиса) проявляется еще центробежная сила $C = V^2/R$, где V — скорость перемещения воздуха, а R — радиус кривизны траектории движения воздуха. При равномерном движении воздуха эти три силы должны уравновешиваться.

В циклоне барический градиент направлен от периферии к центру, а уравновешивающая его сила Кориолиса — от центра к периферии (так же как и центробежная сила, см. рис. 7.2.3 *а*). В соответствии с барическим законом ветра в северном полушарии область низкого давления остается слева от направления движения воздуха, а в южном полушарии — справа. Поэтому в северном полушарии градиентный ветер в циклоне направлен вдоль изобар против часовой стрелки [26, 55, 56].

В антициклоне направление барического градиента (от центра к периферии) совпадает с направлением центробежной силы. Уравновешивающая их сила Кориолиса направлена к центру антициклона. Градиентный ветер в антициклоне направлен вдоль изобар по часовой стрелке (рис. 7.2.3 *б*). В южном полушарии движение воздуха в циклоне происходит по часовой стрелке, а в антициклоне — против часовой стрелки.

Скорость градиентного ветра (V_{gr}) определяется из уравнения

$$-\frac{1}{\rho} + 2\omega \sin \varphi V_{gr} \pm \frac{V_{gr}^2}{R} = 0, \qquad (7.2.1)$$

где ρ — плотность воздуха, ω — угловая скорость вращения Земли, φ — географическая широта места, V_{gr} — скорость градиентного ветра, R — радиус траектории движения воздушной частицы. Знак плюс соответствует градиентному ветру в циклоне, а знак минус — в антициклоне.

Из формулы (7.2.1) следует, что при одном и том же барическом градиенте: скорость градиентного ветра в циклоне будет меньше, а в антициклоне больше скорости геострофического ветра при прямолинейных изобарах, следовательно, в антициклоне скорость градиентного ветра больше, чем в циклоне.

Однако в реальных условиях скорость ветра в циклоне значительно выше, чем в антициклоне, поскольку значения барических градиентов в циклонических образованиях, как правило, больше, чем в антициклонических.

Ветер в циклонах и антициклонах в свободной атмосфере близок к градиентному ветру, но в приземном слое из-за трения сильно отклоняется от градиентного.

Возникновение циклонов и антициклонов. Синоптические карты показывают, что атмосферные возмущения внетропических широт возникают преимущественно на главных фронтах тропосферы. Лишь незначительная часть циклонов и антициклонов, слаборазвитых и малоподвижных, возникает под непосредственным влиянием подстилающей поверхности, как, например, циклоны летом над Средней Азией [35, 42, 43].

Обычно циклоны и антициклоны возникают у поверхности Земли и лишь в процессе развития вихревая циклоническая или антициклоническая циркуляция постепенно распространяется вверх. Значительно реже циклоны и антициклоны возникают сначала в свободной атмосфере и затем опускаются к поверхности Земли.

Жизнь циклона продолжается, как правило, несколько суток. В некоторых случаях существование циклона оказывается более длительным, особенно если он объединяется с другими циклонами, образуя одну обширную, глубокую, высокую и малоподвижную область низкого давления, так называемый центральный циклон. В северном полушарии такие циклоны чаще всего образуются в северных частях Атлантического и Тихого океанов. В этих районах на климатических картах давления отмечаются известные центры действия атмосферы — исландская и алеутская депрессии.

Циклоны перемещаются в направлении общего переноса воздуха (ведущего потока) в средней и верхней тропосфере. Как правило, циклоны движутся с запада на восток, отклоняясь к высоким широтам. Скорость перемещения циклона в среднем составляет 30—40 км/ч, достигая иногда 80 км/ч и более. На поздней стадии развития циклона скорость перемещения резко уменьшается.

При прохождении циклона над каким-либо районом там усиливается ветер, меняется его направление, увеличивается облачность, выпадают обильные осадки: обложные в передней части циклона из облаков теплого фронта или фронта окклюзии, ливневые в тылу циклона, что связано с конвективной облачностью холодного фронта. В южной части циклона иногда наблюдаются моросящие осадки.

Антициклоны еще чаще, чем циклоны, становятся малоподвижными и могут сохраняться без существенного изменения много дней. Направление перемещения антициклонов также определяется направлением ведущего потока. Однако, в отличие от движения циклонов, в движении антициклонов преобладает составляющая, направленная к низким широтам.

В антициклонах преобладает сухая, малооблачная погода, однако в холодное время года возможно образование низкой слоистой облачности. Мощных облачных систем с выпадением обложных осадков в антициклонах не бывает. Барические градиенты и ветер во внутренних частях антициклонов слабы; у земной поверхности нередки штили. Но на периферии антициклона ветер может быть достаточно сильным.

Регенерация циклонов и антициклонов. Под регенерацией обычно понимают такой процесс, при котором старое, затухающее барическое образование возрождается и активизируется. Однако с точки зрения причин процесса и сопутствующих ему погодных явлений сюда можно отнести также и те нередко встречающиеся случаи, в которых то или иное барическое образование (не обязательно старое) начинает резко усиливаться без предшествующего ослабления.

Поводом к регенерации циклонов обычно является свежий заток холодного воздуха в тылу циклона. Антициклоны чаще усиливаются при слиянии старого и теплого образования с новым, как правило, холодным ядром [42, 43].

7.3. ТРОПИЧЕСКИЕ ЦИКЛОНЫ

Возникновение тропических циклонов. Тропические циклоны (ТЦ) могут образовываться практически в любое время года в тропических районах океанов, там, где внутритропическая зона конвергенции (ВЗК) наиболее удалена от экватора (рис. 7.3.1).

Тропические циклоны, достигшие значительной интенсивности, имеют свое местное название. На Дальнем Востоке их называют тайфунами (по-китайски «Тай» — сильный ветер); в северной части Атлантики — ураганами (от испанского слова «уракан»); в Аравийском море и Бенгальском заливе — циклонами. Менее распространены местные названия «вилли-вилли» (Австралия), «вилли-вау» (Океания) и «багио» (Филиппины) [11, 26, 40, 46, 55, 56].

Зарождаясь в тропиках, циклоны перемещаются к западу с составляющей в сторону более высоких широт со скоростью около 10—15 км/ч. Достигнув 25—30° широты ТЦ меняют направление движения и смещаются, обычно с большей скоростью, к северо-востоку, приобретая на широте 32—35° свойства внетропических циклонов.

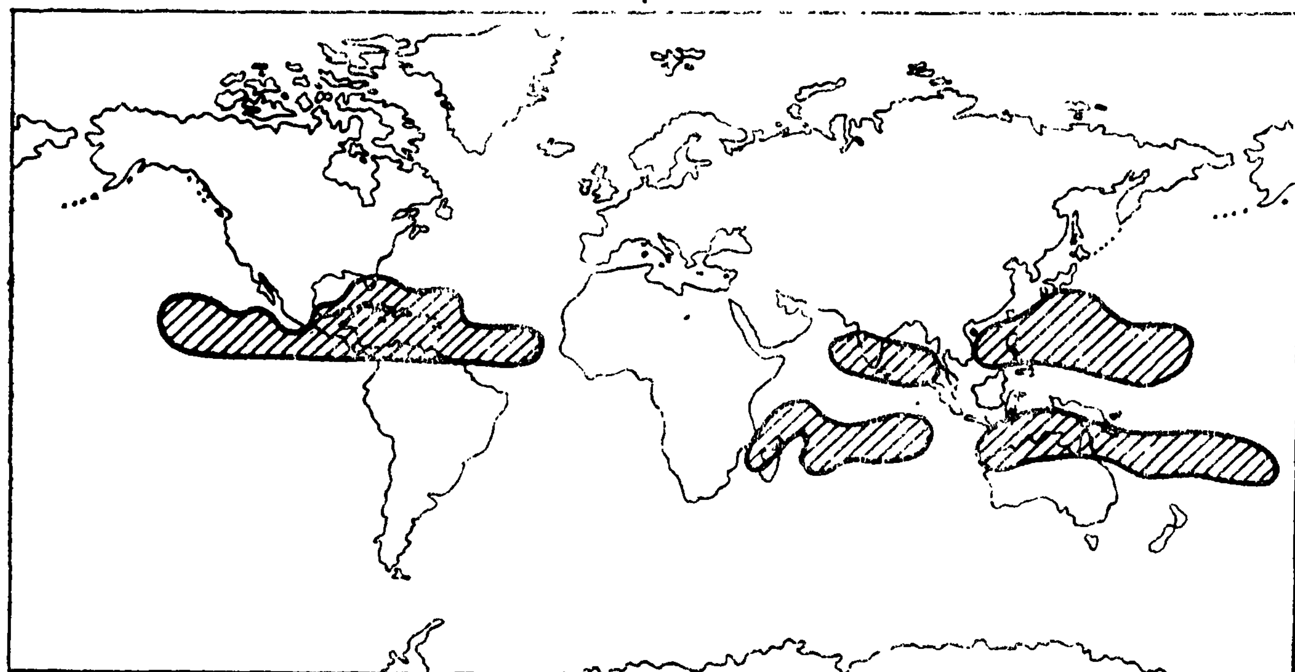


Рис. 7.3.1. Районы зарождения тропических циклонов.

Наибольший ущерб при прохождении ТЦ причиняют ураганные ветры, сопровождающиеся штормовыми нагонами воды и наводнениями.

Для метеорологов важна еще одна сторона последствий тропических циклонов — их влияние на процессы общей циркуляции атмосферы.

Эволюция тропических циклонов. В зависимости от интенсивности тропические циклоны подразделяются на следующие категории [11, 40, 49]:

1) Тропическое возмущение (скорость ветра не превышает 15 м/с) — наименее интенсивная тропическая депрессия;
2) тропическая депрессия — область пониженного давления со скоростью ветра 16—20 м/с;
3) тропический шторм (скорость ветра 21—32 м/с);
4) ураган (скорость ветра превышает 32 м/с).

До 1977 г. ТЦ, достигшие ураганной силы, называли женскими именами. Седьмая сессия IV региональной ассоциации (Северная и Центральная Америка) ВМО (1977 г.) приняла рекомендацию об использовании при обозначении тропических циклонов не только женских, но и мужских имен. В Тихом океане кроме имени для каждого циклона указывают год возникновения и порядковый номер, обозначаемые четырехзначным числом. Например, число 7809 обозначает девятый тайфун 1978 г. [49].

Тропические циклоны — сравнительно редкое явление. Высказано немало гипотез о причинах и условиях их возникновения, однако считать разрешенной эту проблему нельзя. Наибольшим признанием пользуется представление о том, что зарождению тропических циклонов способствует сочетание следующих условий:

а) наличие начального циклонического возмущения во внутритропической зоне конвергенции;
б) бароклинная неустойчивость, зависящая от горизонтального градиента температуры, или баротропная неустойчивость;
в) достаточное для создания «закручивающего эффекта» значение силы Кориолиса;
г) температура поверхности океана не менее 26 °С;
д) конвективная неустойчивость атмосферы, благоприятная для развития пропикающей конвекции.

Как и циклоны умеренных широт, ТЦ проходят четыре стадии развития [11, 40, 49, 50, 53, 63].

Стадия формирования. Ветер еще не достигает ураганной силы, а давление в центре циклона на уровне моря не опускается ниже 1000 гПа. На стадии формирования отмечается два типа развития циклона: медленный (несколько суток) и взрывной. В последнем случае на формирование хорошо развитого циклона уходит не более 12 ч.

Стадия молодого циклона. Начинается тогда, когда давление в центре ТЦ падает ниже 1000 гПа и ветер достигает ураганной силы хотя бы в одном месте в пределах ТЦ. Возможно два типа развития (независимо от того, как циклон развивался на стадии формирования), хотя чаще всего быстрое развитие первой стадии предопределяет столь же быстрое развитие и второй. При первом типе развития после короткого периода ураганного ветра в одной из частей тропического циклона последний начинает быстро заполняться, а затем длительное время существует в виде тропической депрессии. При втором типе развития циклон резко углубляется, давление в центре резко падает. Ураганные ветры образуют плотное кольцо вокруг центра ТЦ. Из разрозненных шкваловых облаков образуется стройная облачная система, состоящая из сходящихся у центра узких спиральных полос, которые, однако, охватывают все еще небольшую область.

Стадия зрелости. Переход ТЦ в эту стадию происходит при прекращении падения давления в центре ТЦ. Дальнейшего увеличения скорости ветра не происходит, но зона ураганных ветров распространяется вширь. Если на стадии молодого циклона ураганные ветры занимают площадь радиусом 30—50 км, то к концу стадии зрелости ТЦ зона ураганных ветров может иметь радиус 300—350 км. Продолжительность существования стадии зрелости составляет несколько дней.

Стадия затухания. Начало заполнения ТЦ означает переход ТЦ в стадию затухания. Чаще всего это происходит, когда ТЦ покидает тропические широты и попадает в зону западных ветров. Заполнение ТЦ может произойти и в тропических широтах при выходе его на материк. В очень редких случаях ТЦ заполняется над океанами в тропических широтах.

Структура тропических циклонов. В настоящее время основными источниками сведений о структуре ТЦ являются данные искусственных спутников Земли, которые широко используются при идентификации и прогнозе ТЦ.

Приземное давление. В среднем давление в центре тропического циклона составляет 950—960 гПа, довольно часто оно падает до 890 гПа. Рекордно низкое давление в центре ТЦ — около 875 гПа.

Для тропических циклонов характерны большие градиенты давления 14—17 гПа/100 км (в отдельных случаях 60 гПа/100 км). Отмечается также асимметричность в распределении барических градиентов, которая объясняется наложением барического поля ТЦ на поле потока, в котором он движется.

При приближении тропического циклона атмосферное давление резко падает, а затем, по мере его удаления, столь же резко растет (рис. 7.3.2).

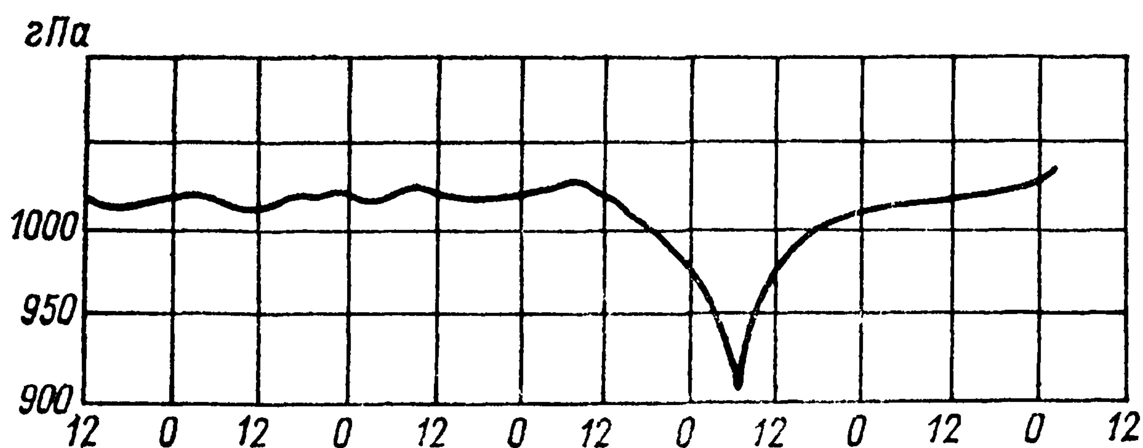


Рис 7.3.2. Ход приземного давления при прохождении тропического циклона.

Ветер. Скорость ветра в тропическом циклоне может достигать огромных значений. Максимальная измеренная скорость составляет 90 м/с (при большей скорости даже специально сконструированные приборы выходили из строя); по косвенным оценкам, скорость ветра может достигать 110 м/с.

В центральной части ТЦ (диаметром 20—25 км), где расположен так называемый глаз бури, скорость ветра невелика и неустойчива по направлению. В направлении от глаза бури к периферии скорость ветра резко возрастает, достигая максимума на расстоянии 20—50 км от внешней границы глаза бури (в экстремальных случаях 10—50 км); затем скорость ветра постепенно уменьшается.

В области максимальных значений скорость ветра убывает с высотой, причем до уровня 6 км сравнительно медленно, а выше — гораздо быстрее.

Температура. Одной из основных черт ТЦ является наличие в нем в области теплого ядра — глаза бури. У подстилающей поверхности горизонтальные градиенты температуры очень малы, а с высотой они растут, достигая максимума на уровне 3—10 км. Здесь температура в центре ТЦ на 5—15 °С выше, чем на расстоянии 150 км от него.

Облака и осадки. В ТЦ развивается мощная облачность, окаймляющая стеной глаз бури. Ширина этой стены облаков может составлять несколько сот километров (совпадает с зоной ураганных ветров), а по вертикали она простирается от нескольких сот метров до 12—15 км.

Снимки с ИСЗ показывают, что с внешней стороны к стене облачности примыкает несколько (вплоть до семи) спиралеобразных полос облаков длиной 300—400 км (в отдельных случаях до 900 км).

Из столь мощной по вертикали кучево-дождевой облачности выпадают ливневые осадки огромной интенсивности. За время прохождения ТЦ через станцию на ней выпадает в среднем примерно 500 мм осадков. В экстремальных случаях их количество может достигать 2500 мм (годовое количество осадков в большинстве районов внетропической зоны составляет в среднем 600—800 мм).

Количество осадков в ТЦ на единицу площади в единицу времени определяется по формуле

$$Q = \frac{2V_r}{R}\,\overline{S}\,\frac{\Delta P}{g}, \qquad (7.3.1)$$

где V_r — радиальная составляющая скорости ветра, R — радиус рассматриваемой окружности ТЦ, ΔP — толщина облачного слоя, гПа, S — массовая доля водяного пара воздуха, втекающего в ТЦ, g — ускорение свободного падения. Расчеты по формуле (7.3.1) дают результаты, близкие к данным реальных измерений.

Глаз бури. Самое феноменальное и загадочное явление в тропическом циклоне — его центральная часть (глаз бури), в котором облачность крайне незначительная (особенно по сравнению с окружающей его стеной облаков). Когда глаз бури хорошо выражен, на его границе осадки внезапно прекращаются, небо проясняется, ветер значительно ослабевает, иногда до штиля. Такой резкий переход от урагана к штилю угнетающе действует на многих очевидцев этого явления.

Форма глаза бури постоянно меняется. Иногда встречается даже двойной глаз бури. В хорошо развитых ТЦ средний диаметр глаза бури равен 20—25 км, а в разрушительных тайфунах Тихого океана доходит до 60—70 км. Отмечены единичные случаи, когда диаметр глаза бури достигал 300 км. Такое увеличение размеров глаза бури обычно свидетельствует об ослаблении интенсивности ТЦ.

В слабо развитых ТЦ глаз бури может отсутствовать. Так, в атлантических ТЦ, в центре которых давление составляло 994 гПа, глаз бури обнаружить не удалось.

7.4. КОНВЕКТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ (КОНВЕКЦИЯ)

Конвекция — восходящее движение воздушных масс, которое выражается в образовании беспорядочных струй или «пузырей», или «термиков» [25, 27, 28, 37, 54, 61].

Конвективные движения в атмосфере классифицируются либо на основе порождающих их причин, либо по форме проявления, т. е. классификация может быть генетической или морфологической. В первом случае различают свободную (чисто термическую) конвекцию, порожденную действием одних только архимедовых сил, и вынужденную (динамическую). Обычно эти две причины действуют в атмосфере вместе. Во втором случае различают упорядоченную и неупорядоченную конвекцию. Упорядоченная конвекция проявляется в виде геометрически правильных циркуляционных ячеек и, строго говоря, может возникать лишь при полной горизонтальной однородности условий на границах слоя конвекции. Однако в реальных условиях подстилающая поверхность неоднородна в термическом отношении. Поэтому в атмосфере возникает неоднородная конвекция с более или менее правильным пространственным распределением отдельных конвективных элементов.

Необходимыми условиями развития атмосферной конвекции являются меньшая по сравнению с окружающей атмосферой плотность некоторого объема воздуха и неустойчивая стратификация атмосферы. Эти условия существуют как вблизи земной поверхности, так и в пограничном слое атмосферы.

В первом случае решающую роль в возникновении конвекции играет неравномерное нагревание подстилающей поверхности. Над более теплыми участками воздух перегревается, что приводит к уменьшению плотности воздуха и, следовательно, к конвекции. Это подтверждается хорошо выраженным суточным ходом конвекции. Над сушей максимальное развитие конвекции происходит днем, над водой — ночью.

Во втором случае причиной возникновения конвекции выше приземного слоя может быть как наличие приподнятого термически неустойчивого слоя, так и появление локальных зон повышенной влажности (при одинаковых температуре и давлении плотность влажного воздуха всегда меньше плотности сухого воздуха). Такие пространственные колебания влажности могут быть связаны с динамической турбулентностью, развивающейся на этих высотах, с большими вертикальными градиентами метеорологических элементов.

Если начальный импульс привел к возникновению конвекции, то дальнейшее ее развитие зависит от стратификации атмосферы. Неустойчивая стратификация благоприятствует развитию конвекции, а устойчивая препятствует.

Адиабатические модели конвекции. *Метод частицы* — наиболее простой способ определения критериев вертикальной устойчивости атмосферы. Предполагается, что при вертикальном перемещении воздушная частица не обменивается с окружающей средой массой, теплом и т. д., т. е. она адиабатически изолирована от среды, которая в свою очередь находится в статическом равновесии.

В ненасыщенном воздухе, т. е. ниже уровня конденсации, скорость подъема частицы обусловлена сухоадиабатическим градиентом ($\gamma_а = 0{,}98\,°\text{C}/100$ м); выше этого уровня — влажноадиабатическим ($\gamma_{в.\,а}$), который при различных температуре и давлении имеет разные значения.

В методе частицы считается, что вертикальный градиент давления внутри поднимающегося воздуха и вне его приблизительно одинаков. Поэтому вертикальное ускорение частицы сухого воздуха можно записать так

$$\frac{dw}{dt} = g\,\frac{T_i - T_e}{T_e} = g\,\frac{\Delta T}{T_e}, \qquad (7.4.1)$$

а вертикальное ускорение частицы влажного воздуха —

$$\frac{dw}{dt} = g\,\frac{T_{vi} - T_{ve}}{T_{ve}} = g\,\frac{\Delta T_v}{T_{ve}}, \qquad (7.4.2)$$

где w — вертикальная скорость частицы, g — ускорение свободного падения, T и T_v — обычная и виртуальная температура воздуха. Индексами i и e обозначена температура соответственно внутри и вне частицы. Выше уровня конденсации на высоте 3—4 км над поверхностью Земли летом величина ΔT_v может достигать 0,2—0,3 К только за счет различия между влажностью в облаке и вне его. Поэтому даже при $T_i = T_e$ конвекция может продолжаться.

Уравнение (7.4.2) может быть записано в виде

$$\frac{dw}{dt} = g\,\frac{z\,(\gamma - \gamma_{в.\,а})}{\overline{T}}, \qquad (7.4.3)$$

где γ, $\gamma_{в.\,а}$ — фактический и влажноадиабатический градиенты температуры воздуха, $\overline{T}$ — средняя температура слоя z, К.

Из (7.4.3) следует, что среда находится в состоянии неустойчивого равновесия, если $\gamma > \gamma_{в.\,а}$, безразличного или нейтрального равновесия, если $\gamma = \gamma_{в.\,а}$ и устойчивого равновесия, если $\gamma < \gamma_{в.\,а}$.

Метод слоя. При использовании метода частицы предполагается, что окружающий ее воздух находится в состоянии покоя. Однако наличие восходящих потоков должно вызвать появление компенсационных нисходящих движений, что математически определяется уравнением неразрывности. Оседание окружающего воздуха приводит к адиабатическому нагреванию его, из-за которого разность температуры поднимающихся частиц и окружающего их воздуха уменьшается [35, 58].

Предполагая, что подъем воздуха происходит влажноадиабатически, а опускание — сухоадиабатически, можно показать, что

$$\frac{dw}{dt} = g\,\frac{(\gamma - \gamma_{в.\,а}) - (\gamma_a - \gamma)\,\dfrac{M'}{M}}{T}\,\Delta h, \qquad (7.4.4)$$

где M' и M — соответственно массы поднимающегося и опускающегося воздуха, Δh — смещение восходящего потока по вертикали, γ_a — сухоадиабатический градиент температуры воздуха. Очевидно, что $\Delta w/\Delta t \gtrless 0$, если

$$(\gamma - \gamma_{в.\,а}) - (\gamma_a - \gamma)\,\frac{M'}{M} \gtrless 0. \qquad (7.4.5)$$

Соотношение (7.4.4) называется критерием устойчивости Бьеркнеса. Из него следует, что при заданном γ слой одновременно может быть неустойчивым по отношению к вертикальным смещениям малых частиц и устойчивым по отношению к большим массам воздуха. Однако этот вывод правилен лишь в тех случаях, когда можно пренебречь неадиабатичностью конвекции, например внутри сердцевины мощных кучево-дождевых облаков.

Учет неадиабатичности конвекции. В реальных условиях атмосферы частицы воздуха нельзя считать адиабатически изолированными от окружающей среды: между ними происходит обмен массой, теплом, влагой и т. д. Об этом свидетельствуют прежде всего опытные данные. Фактически измеренная разность температуры воздуха внутри конвективных струй и термиков и вне их примерно на порядок меньше

рассчитанной по адиабатической модели; верхняя граница конвективных облаков Z_* располагается, как правило, значительно ниже уровня конвекции ($Z_{конв}$), в среднем на 3 км. Различие между Z_* и $Z_{конв}$ тем больше, чем меньше относительная влажность воздуха, в котором развивается конвективная облачность [3, 26, 35, 60].

Эти расхождения можно объяснить, если принять во внимание массо- и теплообмен между конвективными элементами и окружающим воздухом. Этот процесс обмена (взаимодействия) конвективных термиков с окружающей средой называется вовлечением. Под влиянием вовлечения адиабатическая кривая состояния смещается в сторону кривой стратификации, при этом смещение тем больше, чем ниже относительная влажность окружающего воздуха.

Мерой интенсивности вовлечения является показатель вовлечения α, представляющий собой массу вовлеченного воздуха, отнесенную к единице массы термика и единице высоты:

$$\alpha=\frac{1}{m}\frac{dm}{dZ}. \qquad (7.4.6)$$

Теория и экспериментальные данные показывают, что для термиков, имеющих форму струй и пузырей, показатель вовлечения определяется по формуле

$$\alpha=\frac{C}{R}, \qquad (7.4.7)$$

где R — радиус поперечного сечения струи или радиус пузыря, C — безразмерный коэффициент.

7.5. СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Струйное течение — это сильный узкий поток воздуха с почти горизонтальной осью в верхней тропосфере или нижней стратосфере, характеризующийся большими вертикальными и горизонтальными градиентами скорости ветра и одним или более максимумами скорости. Формируется оно в хорошо выраженных фронтальных зонах в тропосфере и стратосфере. Струйные течения — уникальное атмосферное явление, открытое военными летчиками в конце второй мировой войны [8, 43].

Скорость ветра на оси струи составляет в основном 150—200 км/ч ($\bar{v}$=45—55 м/с). Максимальная измеренная скорость ветра достигала 700 км/ч (200 м/с).

При определении длины, ширины и вертикальной протяженности конкретного струйного течения пользуются ограничивающей изотахой 30 м/с (108 км/ч). Обычно длина струйного течения составляет несколько тысяч километров, ширина — сотни километров. Вертикальный сдвиг ветра равен 5—10 м/с на 1 км, а горизонтальный 5 м/с на 100 км.

Центральную часть струйного течения, в которой скорость ветра максимальна, называют сердцевиной. Изотаха максимального ветра внутри сердцевины называется осью струйного течения. Сечение сердцевины струйного течения не превышает 50—100 км по горизонтали и 1—2 км по вертикали; скорость ветра на границах сердцевины лишь немного меньше, чем на оси струйного течения.

Слева от оси струи, если смотреть по потоку, расположена циклоническая сторона струйного течения, справа — антициклоническая (иногда их называют соответственно холодной и теплой, но это верно лишь для тропосферных струйных течений). Ось струи наиболее часто располагается на значительной высоте вблизи тропопаузы в слое 500—200 гПа, нередко и в стратосфере на высоте около 12 км. Однако над высокими горами (Анды, Гималаи, Памиро-Алай) струйные течения располагаются сравнительно низко (на высоте 3—4 км над подстилающей поверхностью) и вызывают иногда сильные бури на горных перевалах.

Вблизи оси струи (как выше, так и ниже нее) отмечаются большие вертикальные градиенты скорости ветра, увеличивающиеся от 3 до 25 м/с на 1 км по вертикали при возрастании скорости ветра на оси от 20 до 100 м/с. В слое 850—300 гПа скорость ветра в струйном течении увеличивается в 2—4 раза в 71 % случаев и более чем в 4 раза в 29 % случаев. Горизонтальный градиент скорости ветра в струе наиболее часто составляет 6—8 м/с на 100 км при колебаниях 2—16 м/с [43].

Причиной возникновения струйных течений является бароклинность фронтальной зоны, в области которой контрасты температуры (в пределах всей тропосферы) достигают максимума и определяют скорость ветра в струйных течениях. Чем больше контраст температуры, тем больше термическая составляющая скорости геострофического ветра и, следовательно, скорость ветра в центральной части струи. Эту закономерность можно проиллюстрировать данными о повторяемости скорости ветра (V) на оси струйных течений при различных значениях разности температуры ΔT между воздушными массами:

ΔT °C	20—35	10—20	7—12
V м/с	55	40—55	25—40
Число случаев	13	46	8

Каждому типу главного фронта соответствует характерный диапазон высот струйного течения и ряд других его характеристик.

Струйное течение арктического фронта располагается на высоте 6—8 км. Арктические струйные течения севернее 65° с. ш. характеризуются максимальными скоростями ветра, достигающими порой 60—100 м/с на высоте менее 8 км. На этих же высотах иногда встречается струйное течение явно не связанное с арктическим фронтом, но окаймляющее проникшие далеко к северу субтропические высотные антициклоны.

Струйное течение умеренных широт (или полярного фронта) чаще всего наблюдается в зоне 65—45° с. ш. и располагается на высоте 9—12 км (на уровне 300—200 гПа). Зимой максимальная скорость ветра на оси довольно часто достигает 80—100 м/с (иногда 120—130 м/с), летом же редко превышает 60—70 м/с. Наибольшая скорость ветра отмечается над восточным побережьем Северной Америки и Азии, где в холодное время года часто происходит обострение фронтов умеренных широт. Здесь совместное влияние термических факторов и орографии приводит к тому, что зона струйных течений располагается в более низких широтах, чем у западных побережий. Так, над Японией и восточным побережьем США ось струйного течения проходит примерно по 40° с. ш., у западных берегов — на 55—60° с. ш.

Над океанами ориентировка области наибольшей повторяемости струйных течений в основном совпадает с направлениями теплых океанических течений: Гольфстрима и Северо-Атлантического в Атлантике и Куросио и Северо-Тихоокеанского в Тихом океане. Именно в этих районах отмечается зона наибольших контрастов температуры. Летом оси струйных течений располагаются на 5—10° севернее, чем зимой.

Субтропическое струйное течение располагается на высоте 11—16 км и прослеживается в обоих полушариях в виде почти непрерывного пояса сильного западного ветра на северной периферии субтропических областей высокого давления. Положение оси этого струйного течения испытывает значительные сезонные изменения. Большие скорости ветра в субтропических струйных течениях встречаются чаще, чем во внетропических. Над Японией скорость ветра в струйном течении достигает 180—200 м/с, над восточным побережьем США она несколько меньше.

При мощных холодных вторжениях с севера субтропические струйные течения над западной частью Тихого и Атлантического океанов иногда трудно отличить от активных струйных течений умеренных широт.

Над Кавказом, Малой и Средней Азией, Ближним Востоком и полуостровом Индостан субтропическое струйное течение делится на два типа: нижнее (на высоте 11—13 км) и верхнее (на высоте 14—16 км). Субтропическое струйное течение отличается большой подвижностью, проявляющейся при мощных выносах тропического воздуха в северные широты, когда струйное течение может продвинуться к северу до 60—65° с. ш. Тропопауза в области субтропического струйного течения, как правило, претерпевает разрыв: к югу от течения располагается высокая (16—17 км) и холодная (от —70 до —80 °С) тропическая тропопауза, к северу — низкая (9—10 км) и относительно теплая (от —50 до —60 °С) полярная тропопауза.

Экваториальное струйное течение обычно имеет восточное направление и может наблюдаться в течение всего года на уровне 100—10 гПа (20—30 км). Термин «экваториальное» означает, что струйное течение располагается вблизи экватора (но не обязательно на экваторе). Отмечается оно над Африкой, Юго-Восточной Азией, Австралией, Атлантическим и Тихим океанами в зоне 0—15° (реже 20° с. и ю. ш. Скорость ветра составляет 30—40 м/с. В северном полушарии летом экваториальное струйное течение удаляется от экватора, зимой приближается к нему. Ось экваториального струйного течения всегда наблюдается выше 20—30 км, вследствие чего его следует отнести к стратосферным струйным течениям.

Стратосферные струйные течения преимущественно западного направления наблюдаются зимой над Европой и Азией на высотах от 16 км до предельных высот подъема радиозонда как в умеренных, так и в низких широтах. Летом

на всех меридианах в зоне 0—75° с. ш. повторяемость стратосферных струйных течений значительно уменьшается, что связано с появлением на высоте 18 км и более восточных ветров, редко достигающих критериев скорости ветра струйного течения.

Стратосферные струйные течения в субполярной области на протяжении года испытывают значительные колебания, меняясь от очень сильных западных ветров зимой (струйные течения «на краю полярной ночи» на уровне 25—60 км на 60—70° с. ш.) до менее сильных восточных ветров летом в субтропической зоне, а иногда в умеренной и полярной зонах на высоте 20—30 км.

Влияние орографии на струйные течения. Влияние мощных горных систем Средней и Центральной Азии распространяется по меньшей мере до 16—18 км, т. е. до уровней, в 3—4 раза превышающих высоту гор [33]. Летом в субтропическом струйном течении над Средней Азией наряду с основным максимумом скорости западного ветра над Туранской низменностью и Голодной степью вдоль северной части горных систем Тянь-Шаня и Памиро-Алая наблюдаются локальные орографически обусловленные струйные течения, возникновение которых вызвано резким (в 3—5 раз) увеличением бароклинности на границе между равнинной и горной территориями Средней Азии, а также замедлением скорости струйных течений перед горами и над ними и повышением скорости ветра в зоне обтекания гор.

Влияние Тянь-Шаня и Памиро-Алая сказывается и в увеличении повторяемости струйных течений у их северных склонов.

Еще сильнее влияют на струйные течения Гималаи и Тибетское плато. Характерное раздвоение пояса западных ветров в нижнем слое атмосферы (3—4 км) над Тибетом прослеживается и в более высоких слоях.

Зимой над Центральной Азией существуют две ветви струйного течения — над южной и над северной периферией Тибетского нагорья. Северная часть принадлежит струйному течению полярного фронта, а южная ветвь является субтропическим струйным течением.

Горные системы Средней Азии и Тибет оказывают влияние на циркуляцию атмосферы не только как механическое препятствие. Нагреваясь летом и выхолаживаясь зимой, горы формируют местные особенности циркуляции. Летом над Гималаями и Тибетом образуется теплый антициклон, при этом ось субтропического струйного течения проходит по северной периферии этого антициклона (часто севернее Тибетского нагорья).

Зимой выхолаживание нижнего слоя атмосферы способствует смещению к югу зоны наибольших контрастов температуры, что способствует усилению южной ветви струйного течения.

По отношению к западному переносу ориентация Альп и Кавказа аналогична ориентации Гималаев, Тянь-Шаня и Памиро-Алая, однако поскольку они ниже и занимают гораздо меньшую площадь, их влияние на струйные течения проявляется слабее.

Воздействие Скалистых гор в Северной Америке и Анд в Южной на струйные течения несколько иное по сравнению с воздействием горных систем Восточного полушария. Вследствие большой протяженности в меридиональном направлении западные струйные течения пересекают Скалистые горы и Анды почти под прямым углом. При этом над ними в поле давления формируется высотный гребень, а вниз по потоку, на подветренной стороне — ложбина. Уменьшение сечения воздушного потока над горами вызывает увеличение скорости ветра на оси струйного течения и увеличение вертикального сдвига ветра ниже оси. На подветренной стороне гор происходит обратное явление: увеличение сечения воздушного потока и соответствующее уменьшение максимальной скорости ветра на оси струйного течения и вертикального сдвига ветра ниже оси.

Струйные течения нижних уровней (СТНУ) — это протяженные зоны сильного ветра в пределах планетарного пограничного слоя атмосферы [43]. Их протяженность обычно составляет несколько сотен (до тысячи) километров, скорость ветра на оси достигает 50—70 м/с: от 50 м/с над ЕТС до 70 м/с над Дальним Востоком.

Нефронтальные СТНУ располагаются перед теплыми и холодными фронтами параллельно им, а также часто наблюдаются после прохождения фронтов. Перед холодными фронтами СТНУ развивается в так называемом потоке теплой несущей полосы — в наиболее теплом и влажном воздухе теплого сектора. Этот поток имеет значительную горизонтальную составляющую скорости ветра, параллельную фронту и одновременно смещающуюся в сторону движения фронта. Вокруг оси СТНУ развивается спиральная циркуляция, восходящая ветвь которой сливается с восходящими движениями воздуха непосредственно перед холодным фронтом, в результате чего происходит активное образование облаков.

Струйные течения нижних уровней способствуют возникновению и усилению опасных явлений погоды: сильных ветров, интенсивной конвекции, которые из-за больших сдвигов ветра в нижней части СТНУ представляют опасность для авиации.

Общепринятого критерия для выделения СТНУ, подобного критерию ВМО для струйного течения свободной атмосферы, пока не существует. Некоторые авторы в качестве такого критерия используют скорость ветра 15 м/с. С учетом этого критерия получено, что в районе Москвы, например, повторяемость СТНУ в холодный период года больше, чем в теплый, в ночные и утренние чаще, чем в дневные, при этом СТНУ вдвое чаще бывают связаны с теплыми фронтами, чем с фронтами других типов. Высота СТНУ колеблется от 1090 м летом до 850 м в остальные сезоны.

Фронтальные СТНУ имеют аналоги в моделях фронтогенеза. Образование зоны больших контрастов температуры вблизи подстилающей поверхности, так же как и образование ПВФЗ вблизи тропопаузы, сопровождается возрастанием составляющей скорости ветра, параллельной фронту. Шероховатость подстилающей поверхности обусловливает смещение этого максимума на некоторую высоту в пределах пограничного слоя. Таким образом, в появлении фронтальных СТНУ основную роль играют адвекция, с одной стороны, и шероховатость и турбулентное перемешивание — с другой.

Для *нефронтальных СТНУ* решающим фактором является неоднородность турбулентного перемешивания по высоте. Разница условий формирования фронтальных и нефронтальных СТНУ обусловливает различия их свойств. Например, фронтальные СТНУ наблюдаются как днем, так и ночью, а нефронтальные — существенно чаще в ночные и утренние часы.

7.6. СМЕРЧ

Смерч представляет собой вихрь малой горизонтальной протяженности, который опускается в виде воронки из основания грозового облака. Как правило, смерч связан с возникновением мощных грозовых облаков, достигающих высоты 12—15 км, т. е. простирающихся выше тропопаузы [55].

Смерчи образуются вследствие конвективной неустойчивости атмосферы, вызванной процессами синоптического масштаба. Мощные грозовые облака обладают вихревым движением, являются генераторами смерчей, за что их называют «материнскими облаками».

Обычно смерч, опускаясь из такого облака к поверхности суши или моря, втягивает в себя пыль, песок, камни, траву и воду. Этот факт доказывает существование больших вертикальных потоков в смерчевом облаке. Смерчи сопровождаются самыми сильными ветрами, скорость которых, по оценкам, может достигать 130 м/с. Давление в центре смерча значительно ниже, чем на периферии: по данным измерений, понижение давления составляет 50 гПа, хотя по оценкам, оно может достигать и 100 гПа.

Структура смерча весьма сложная. В центральной части смерча образуется ядро диаметром 100—150 м и меньше, в котором скорость нисходящих движений воздуха достигает 60—80 м/с. Выхоложенный опускающийся воздух при конвергенции у поверхности Земли увеличивает разрушительную силу смерча. Вокруг ядра смерча отмечаются восходящие движения воздуха, скорость которых составляет 70—90 м/с. Результатом этих движений является конденсация водяного пара, что придает смерчу белесоватый цвет, видимый издалека. Когда же смерч вбирает в себя пыль и песок, он становится темным.

Смерч разрушает почти все строения и деревья на своем пути. Быстрое падение атмосферного давления при движении смерча над строениями производит дополнительный эффект, усугубляя разрушение, производимое сильными ветрами. И если в здании нет достаточного количества открытых дверей и окон, способных уравновесить давление внутри здания и снаружи, то избыточное давление внутри здания при прохождении смерча поднимает крышу и выталкивает стены наружу. Обычно воронкообразное облако смерча распространяется вниз и достигает земной поверхности только на несколько минут, в течение которых смерч передвигается на один-два километра. Однако наблюдались смерчи, которые оставались у земной поверхности и перемещались на расстояние 20—50 км. Такие смерчи наиболее интенсивные и приводят к большим разрушениям и человеческим жертвам. Диаметр смерча относительно мал: от 50 м до 1 км.

Длительность существования смерча небольшая: от нескольких минут до нескольких часов. Длина пути в среднем 5—10 км, иногда более 30 км. Скорость движения смерча различна: от 10—20 до 60—100 км/ч. В редких случаях смерчи практически не передвигаются.

Если размеры смерчевого кучево-дождевого облака невелики (несколько километров в поперечнике), то в таком облаке может образоваться один смерч, реже два—три. Громадные облака с горизонтальной протяженностью 30—50 км и более, очень часто сопровождаются группой смерчей.

Смерчи наблюдаются в основном в европейской части СССР и в центральных штатах Северной Америки [7, 44, 62]. На юге Западной Сибири, в Средней Азии и на озере Байкал смерчи крайне редки. Наибольшая вероятность смерчей приходится на Черное море вблизи побережья Кавказа, Центрально-черноземный район, Молдавию, Белоруссию и Прибалтику. Самый северный смерч наблюдался у Соловецких островов.

Смерчи, как и грозы, наиболее часто возникают после полудня.

Смерчи связаны с двумя типами мезомасштабной циркуляции:

1) с облаками, имеющими горизонтальную ось вращения (крутящийся облачный вал) и наблюдающимися на линиях шквала перед быстро движущимися холодными фронтами;

2) с облаками, вращающимися вокруг вертикальной оси. Последний тип циркуляции чаще встречается на холодных фронтах, вдоль которых перемещаются мезомасштабные циклонические вихри. В передней части «материнского» облака первоначально, до возникновения смерча, существует крутящийся по ходу движения облачный вал.

Чаще всего смерчи возникают с правой стороны облака (по направлению его перемещения), представляя собой как бы продолжение правой части крутящегося вала, при этом наблюдается циклоническое вращение ветра. Имеют место случаи, когда в смерче происходит и антициклоническое вращение ветра.

Образование смерчей часто связано с развитием внетропических циклонов. Конвергенция воздуха на нижних уровнях и фронтальный подъем вызывают реализацию большого количества энергии неустойчивости. Исследования показали, что в самых нижних слоях конвергенция значительна, в основной толще атмосферы она слаба, а выше поверхности 400 гПа появляется и усиливается с высотой дивергенция потока, достигающая максимума вблизи уровня тропопаузы. Появление смерча почти всегда связано с наличием теплого слоя сухого воздуха, находящегося над мощным неустойчивым влажным слоем воздуха. Резкое понижение влажности приводит к увеличению потенциальной неустойчивости атмосферы. При достижении нисходящим потоком в кучево-дождевом облаке сухого слоя, температура в нем вследствие испарения начинает быстро понижаться; на небольшом расстоянии возникают большие температурные контрасты и большие градиенты давления. В этой области низкого давления вероятно возникновение смерчей.

Обычно смерчи отмечаются в юго-восточной части теплого сектора циклона, перед зоной относительно сухого воздуха у поверхности Земли.

Техническими средствами, позволяющими иногда обнаружить смерчи, являются метеорологические радиолокаторы. На экране радиолокатора смерч имеет вид подковообразного образования с просветом в центре.

7.7. МЕСТНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ

Местной циркуляцией называется циркуляция в атмосфере над сравнительно небольшим участком Земли, обусловленная особенностями подстилающей поверхности. Примерами местной циркуляции являются бризы, горно-долинные и ледниковые ветры [27, 55, 56].

Бризом называют ветер, возникающий у береговой линии морей и больших озер и имеющий резкую суточную смену направления (рис. 7.7.1 *а*). Возникновение бризов связано с суточным ходом температуры поверхности суши. Дневной (морской) бриз дует с моря на нагретое побережье, а ночной (береговой) бриз — с охлажденного побережья на море. Скорость ветра при бризах составляет 3—5 м/с (в тропиках бывает и выше). Наиболее четко бризы прослеживаются при ясной погоде, когда общий перенос воздуха очень слаб (например, во внутренних частях антициклонов). При прохождении циклонов общий перенос воздуха в определенном направлении маскирует бризы.

Особенно хорошо выражена бризовая циркуляция в субтропических антициклонах, например, на побережьях в зоне пустынь, где суточная изменчивость температуры воздуха над сушей велика, а барические градиенты малы. Но и в средних широтах в теплое время года наблюдаются хорошо развитые бризы.

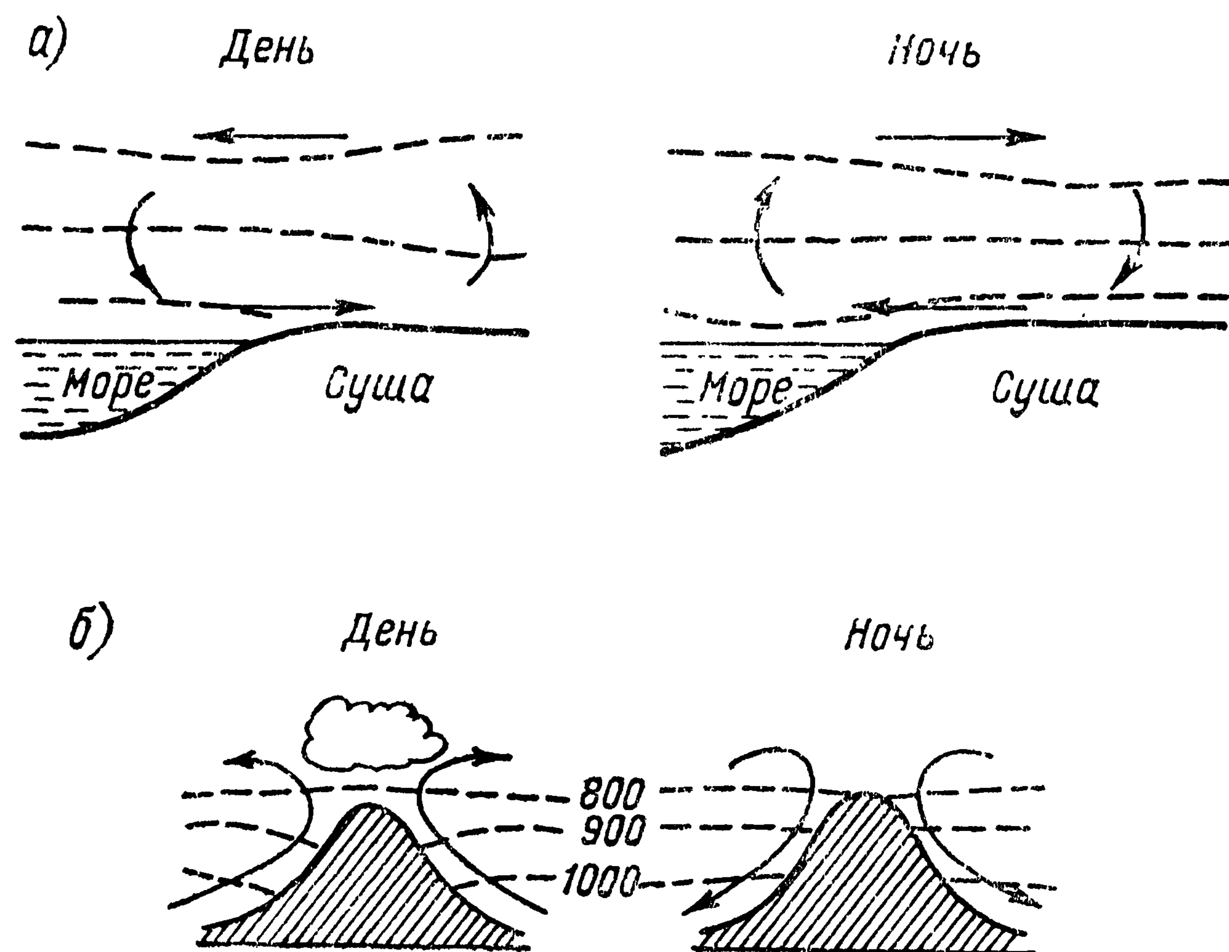


Рис 7.7.1. Схема бриза (*а*) и горно-долинного ветра (*б*).

Толщина охваченного бризом слоя может сильно варьировать (от нескольких сот метров до 1—2 км), причем в случае дневного бриза он более мощный, чем в случае ночного. Выше наблюдается перенос воздуха в обратном направлении (антибриз); толщина слоя также составляет 1,5—2 км. От береговой линии бризы распространяются в глубь суши или моря на десятки километров. Вторжение морского бриза на сушу имеет общие черты с вторжением холодного фронта.

Дневной (морской) бриз несколько понижает температуру воздуха над сушей и увеличивает относительную влажность; особенно резко это выражается в тропиках. В Мадрасе морской бриз понижает температуру воздуха на побережье на 2—3 °C и повышает влажность на 10—20 %. В Западной Африке этот эффект значительно выше: морской бриз, приходя на смену нагретому континентальному воздуху, может понизить температуру более чем на 10 °C и повысить относительную влажность более чем на 40 %.

Очень сильный эффект производит морской бриз, постоянно дующий в районе Сан-Франциско. Так как морской воздух приходит на сушу с поверхности холодного Калифорнийского течения, то летом средняя температура в Сан-Франциско на 5—7 °C ниже, чем в соседнем Лос-Анджелесе, а зимой ниже на 2—3 °C.

Бризы наблюдаются и на побережьях больших озер и рек (Севан, Иссык-Куль, Ладожское и Онежское озера, дельта Волги). При этом вертикальная мощность, горизонтальное распространение и скорость ветра значительно меньше, чем при бризах на берегах морей и океанов.

Горно-долинным (склоновым) ветром называется ветер, возникающий вследствие различий в нагревании и охлаждении воздуха над хребтом и над долиной. Днем склоны гор, обращенные к Солнцу, нагреваются сильнее, их температура выше температуры воздуха над долиной, т. е. наблюдается горизонтальный градиент температуры, направленный от склона горы в сторону долины. Под влиянием этого градиента возникает замкнутая циркуляция воздуха: в нижнем слое ветер направлен из долины к горам, в верхнем слое — от гор к долине. Ночью склоны гор охлаждаются быстрее, в результате направление движения воздуха противоположно дневному (рис. 7.7.1 *б*).

Горно-долинные ветры хорошо выражены во многих долинах и котловинах Альп, Кавказа, Памира и в других горных системах, главным образом в теплое полугодие. Вертикальная мощность их значительна (измеряется километрами); ветер занимает все поперечное сечение долины. Скорость его невелика и лишь в отдельных случаях достигает 10 м/с.

Ледниковый ветер — ветер, дующий в горах вниз по леднику. Этот ветер не имеет суточной периодичности, что обусловлено постоянным охлаждением воздуха над поверхностью ледника. При этом холодный воздух стекает вниз. Над некоторыми ледниками Кавказа скорость ледникового ветра достигает 3—7 м/с. Вертикальная мощность потока

ледникового ветра составляет несколько десятков (иногда сотен) метров.

Явление ледниковых ветров в огромных масштабах наблюдается в Антарктиде, где над постоянным ледниковым покровом возникают стоковые ветры (чаще всего юго-восточные) — перенос выхоложенного воздуха по наклону ледникового купола в сторону океана. Так как на перенос выхоложенного воздуха влияет барический градиент, то по мере приближения холодной воздушной массы к береговой линии в нижнем слое толщиной 100—200 м скорость ветра может превышать 20 м/с с резко выраженной порывистостью.

7.8. ОБЛЕДЕНЕНИЕ

Обледенением называется отложение любого вида льда на поверхности сооружений, ветвях деревьев, проводах, на покрытиях дорог, аэродромах и др. Обледенению могут подвергаться воздухоплавательные аппараты, а также морские суда [2, 9, 10, 12—15, 20, 29, 51, 52].

Причины образования гололедно-изморозевых отложений могут быть различны, что приводит к различиям в структуре, плотности, адгезии и т. п. Различают следующие виды обледенения: иней, кристаллическая изморозь (возникают в результате сублимации водяного пара); зернистая изморозь, гололед (образуются в результате осаждения и замерзания переохлажденных капель тумана, дождя или мороси); отложения замерзшего мокрого снега и сложные отложения льда. Существует также еще один вид обледенения: — твердый налет — похожий на иней белый налет из мелких ледяных кристалликов, образующийся в результате сублимации водяного пара на холодной поверхности. Особо следует выделить брызговое обледенение судов и береговых сооружений на морях, реках и озерах.

Наиболее серьезный ущерб народному хозяйству причиняют отложения с большой плотностью: гололед, отложение мокрого снега, зернистая изморозь, а также иней.

На интенсивность образования гололеда, изморози или налипания мокрого снега влияет много факторов, таких, как географическая широта местности, ее положение относительно крупных водных объектов, высота над уровнем моря и ориентация относительно гололедонесущих потоков. Следует иметь в виду также и чисто механические факторы: свойства обледеневающей поверхности, а также возможность наличия электрического поля около нее, как, например, вокруг электрических проводов.

В горах угроза сильного обледенения объектов резко возрастает. Например, исключительно большое отложение плотной изморози с массой 86,2 кг на погонный метр троса диаметром 73 мм был отмечен в северной части Южного Урала на высоте 1108 м.

Наиболее интенсивные и продолжительные обледенения, как правило, отмечаются на обширных возвышенностях, таких, как Валдайская, Смоленско-Московская, Приволжская, Донецкий и Тиманский кряжи, Большой Казахский мелкосопочник и др. В низменностях, речных долинах и горных котловинах длительность гололедно-изморозевых процессов (как непрерывная, так и суммарная) уменьшается (Туранская низменность, восточная часть Западно-Сибирской низменности, низовья Дона, Буга и Днестра, среднее и верхнее течение Волги с притоками и т. д.). Исключение составляют северные районы европейской части СССР, примыкающие к Уральскому хребту, часть Западно-Сибирской низменности и некоторые другие районы с особыми термическими и циркуляционными условиями, способствующими частой повторяемости образования кристаллической изморози [13, 14, 30, 36, 38, 41, 44, 63].

7.9. МЕТЕЛИ

Метелью называется перенос снега над земной поверхностью достаточно сильным ветром. Различают общую метель, низовую метель и поземок. Общая метель наблюдается при достаточно сильном ветре при выпадении снега. Низовая метель — перенос ветром снега, поднятого с поверхности снежного покрова, причем снег поднимается достаточно высоко (до высоты 2 м). Поземок — перенос сухого снега непосредственно над поверхностью снежного покрова.

Географическое распределение метелей по территории СССР довольно разнообразно. Это объясняется тем, что повторяемость метелей зависит от возникающих синоптических ситуаций в холодный период года, температурно-влажностного режима, форм рельефа, условий защищенности территории [24, 31, 32, 42, 43, 59].

На европейской части СССР районами с наибольшей повторяемостью метелей являются арктическое побережье, Северный Урал, вершины гор Южного Урала, где в течение зимы бывает более 70—80 дней с метелью. По мере удаления в глубь континента и спуска с горных вершин число дней с метелью сокращается до 40—60. Повышенным числом дней с метелью отличаются территории крупных возвышенностей.

Как правило, часто метели наблюдаются в январе и феврале. Средняя суммарная продолжительность метелей в арктической зоне составляет 500—700 ч, на вершинах гор более 1000 ч, на юге европейской части СССР около 70—100 ч.

Большая повторяемость циклонов, снегопадов и сильных ветров на севере Западной Сибири, по побережью арктических морей способствует большой повторяемости числа дней с метелью (более 100—120 дней в год). Здесь же отмечается и самая большая продолжительность метелей (более 1000 ч в год). В центральных районах Сибири она составляет 300—400 ч, в долинах Алтая — до 50 ч [34, 43].

На территории Восточной Сибири число дней с метелью наибольшее на морском побережье, на Северо-Сибирской низменности, в нижнем течении Енисея (до 50—90 дней за год). На Среднесибирском плоскогорье их число сокращается до 35—40. В Предбайкалье, Якутии, Забайкалье зимой из-за устойчивого сибирского антициклона устанавливается малооблачная безветренная погода и, естественно, число дней с метелью за год сокращается в среднем до 10—20. В Восточной Сибири метели наблюдаются в основном с сентября по май. Они наиболее вероятны и равномерно распределяются зимой, без четко выраженного месячного максимума. Средняя продолжительность их невелика.

На Дальнем Востоке число дней с метелью в прибрежных и континентальных районах очень различно: на северном побережье Чукотки оно составляет 60—90, в более южных районах — на побережье Охотского моря — 30—60. Во внутренних областях Чукотско-Анадырского района число дней с метелью достигает 50—60. В Приамурье и Приморье в зависимости от орографии повторяемость числа дней с метелью зимой может меняться от 20—40 до 5—10. Наибольшая продолжительность метелей за сутки и за год отмечается в береговой зоне.

Наибольшее число дней с метелью в Средней Азии наблюдается на возвышенностях Мугоджар, Казахском мелкосопочнике, западных склонах Алтая. В зоне южных пустынь метели бывают крайне редко из-за отсутствия устойчивого снежного покрова и преобладания теплой погоды. В горах с увеличением высоты и особенно на открытых участках число дней с метелью возрастает, а продолжительность и интенсивность метелей всецело определяется защищенностью места. Продолжительность метелей также убывает с севера на юг от 300—400 до 50 ч в год. В южных пустынях суммарная продолжительность метелей за год предельно мала — около 5 ч. На рис. 7.9.1 приведено распределение числа дней с сильной метелью по территории СССР [45].

Условия метелевой деятельности в некоторой степени определяются термическими условиями региона. Наиболее вероятно образование метелей при температуре воздуха —5... —15 °С, и лишь в переходные периоды (конец осени и начало весны) метели наблюдаются при более высоких температурах. В Сибири метели возможны и при очень низких температурах, порядка —35... —40°С.

Возникновение метелей зависит и от скорости ветра. В некоторых районах при наличии сухого и мелкого снега метели могут возникать при скорости ветра 2—5 м/с. Однако, как правило, метели развиваются при скорости ветра более 6—10 м/с и могут сопровождаться сильными ураганными ветрами в период прохождения глубоких циклонов.

7.10. ТУМАНЫ

Туманом называется скопление в приземном слое воздуха мельчайших капелек воды или ледяных кристаллов, снижающих горизонтальную дальность видимости до 1 км и менее. При видимости более 1 км явление вызывается туманной дымкой или просто дымкой.

В зависимости от высоты верхней границы слоя тумана можно условно различить: поземные туманы (при высоте до 2 м), низкие (2—10 м), средние (10—100 м) и высокие (более 100 м). (Помимо тумана и дымки, ухудшение видимости

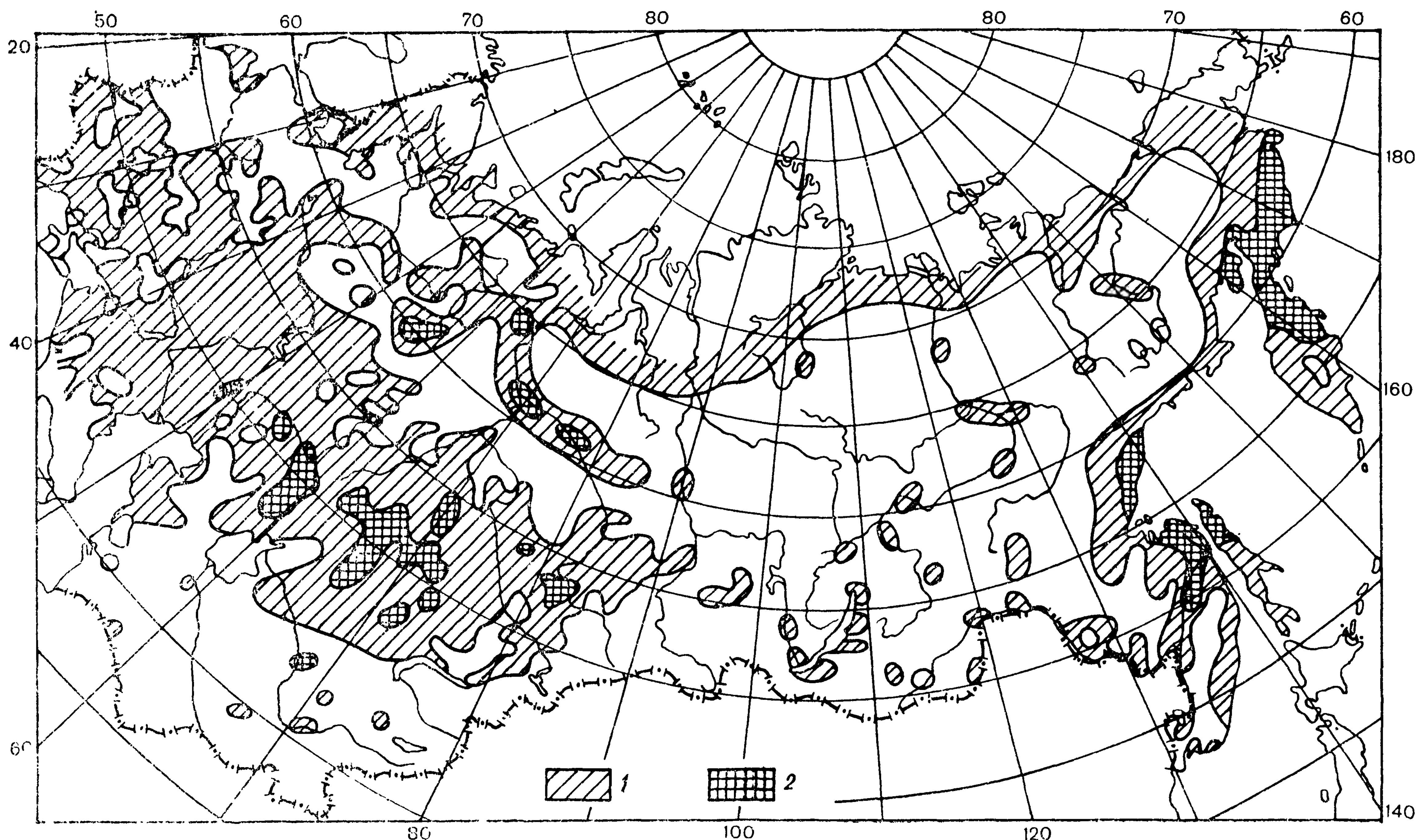


Рис. 7.9.1. Число дней с сильной метелью на территории СССР.
1) 1—19 дней, *2*) ⩾ 20 дней.

может быть вызвано запыленностью или задымленностью воздуха. Это явление называется мглой. В отличие от тумана и дымки, наблюдающихся при относительной влажности, близкой к 100 %, мгла обычно наблюдается при небольшой относительной влажности.)

Принципы классификации туманов могут быть различными в зависимости от поставленных задач. По микроструктурным характеристикам выделяются туманы капельно-жидкие, кристаллические, смешанные и состоящие из твердых частиц дыма, пыли и других промышленных выбросов. По распределению в них капель по размерам — монодисперсные и полидисперсные. По интенсивности обычно выделяют слабые туманы с видимостью 500—1000 м, умеренные с видимостью 100—500 м и сильные туманы с видимостью менее 100 м [21].

Для прогностических задач в основу классификации туманов положены процессы, приводящие к их образованию (рис. 7.10.1). Процесс насыщения воздуха в приземном слое

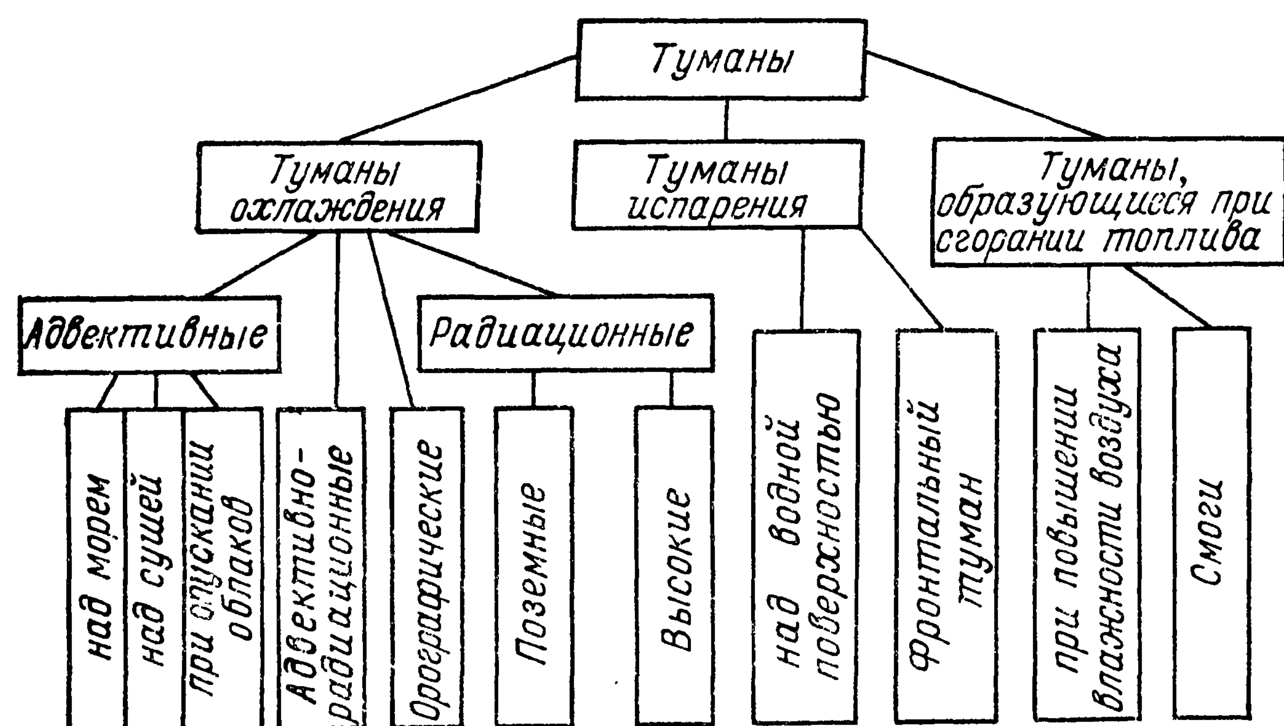


Рис. 7.10.1. Схема классификации туманов.

атмосферы обусловливается двумя причинами: либо понижением температуры при неизменном влагосодержании воздуха, либо увеличением влагозапасов в приземном слое воздуха. Таким образом, туманы делят на два класса: туманы охлаждения и туманы испарения. В зависимости от характера изменения температуры туманы охлаждения подразделяются на радиационные и адвективные, а туманы испарения — на туманы испарения с поверхности воды и туманы испарения капель дождя (фронтальные) [42, 43].

При низкой температуре, когда влагозапасы воздуха малы, попадание дополнительной влаги в атмосферу в результате сгорания топлива в населенных пунктах и на промышленных объектах приводит к значительному повышению относительной влажности воздуха и образованию особого вида тумана, несвязанного непосредственно ни с охлаждением, ни с испарением в естественных условиях. Это так называемые «сибирские туманы» (впервые отмеченные в Сибири), наблюдающиеся в тихую морозную погоду в населенных пунктах. Но при штилевой погоде и низкой температуре воздуха такой туман может наблюдаться в крупных промышленных городах и других районах. При значительных концентрациях в воздухе промышленных выбросов, содержащих аэрозоли, возникает особый вид тумана — смог, — который может наблюдаться и при сравнительно высокой температуре [17, 18, 19].

Выделяют еще один вид тумана — туман из опустившихся слоистых облаков (как разновидность адвективного тумана) [43].

Повторяемость и продолжительность туманов сильно зависит от природных условий и местоположения пункта или района.

На территории СССР можно выделить три типа годового хода повторяемости туманов (рис. 7.10.2).

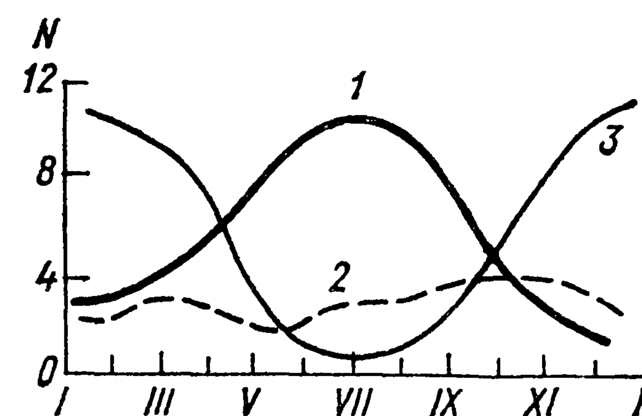


Рис. 7.10.2. Годовой ход числа дней с туманом (*N*) в различных географических районах.
1 — над морем, *2* — в устьях северных рек, *3* — в глубине континента.

Продолжительность туманов колеблется в широких пределах от нескольких десятков минут до нескольких суток. При этом прослеживается тесная связь повторяемости туманов с их продолжительностью, что позволяет в отдельных случаях рассчитать продолжительность туманов только по их повторяемости [46].

7.11. ПЫЛЬНЫЕ БУРИ

Под пыльной бурей понимают перенос умеренным и сильным ветром большого количества пыли или песка, сопровождающийся значительным ухудшением видимости. Пыльные бури причиняют большой ущерб народному хозяйству: повреждают и уничтожают посевы сельскохозяйственных культур, нарушают плодородие почвы, осложняют работу транспорта, особенно авиации; возможны нарушения линий связи и электропередач [42, 43].

Пыльные бури, как правило, возникают при засушливой погоде и увеличении скорости ветра. Существенное влияние на образование пыльных бурь оказывает структура и степень увлажнения почвы, наличие растительного покрова и орография. В зависимости от совокупности данных факторов горизонтальная протяженность районов охваченных пыльной бурей может быть различна — от нескольких сотен метров до нескольких километров [46].

В европейской части страны пыльные бури в значительной степени являются результатом недостаточно грамотного и рационального использования земель, в связи с чем число районов, подверженных воздействию пыльных бурь, возрастает. В отдельные годы пыльные бури могут наблюдаться в юго-восточных районах Белоруссии преимущественно с апреля по октябрь. Среднее число дней с пыльными бурями за год невелико и составляет 2—3, а продолжительность пыльных бурь — примерно 1,5—5,5 ч. В наиболее открытых районах весной пыльные бури могут продолжаться в течение 10 ч (табл. 7.11.1).

Зимой пыльные бури возникают, как правило, при небольшом снежном покрове или при его отсутствии. Выдувание почв зимой (черные бури) отмечается в годы с низкой температурой воздуха и при недостаточном увлажнении почвы с осени. Продолжительность пыльных бурь меняется в широких пределах — от четверти часа до нескольких суток.

7.12. ГРАД

Град — ледяные частицы сферической или несферической формы радиусом 1—25 мм (наблюдались случаи выпадения градин радиусом более 15 см). Крупные градины имеют слоистое строение. В центре расположено матовое белое ядро, похожее на снежную крупу. Ядро обтянуто слоем прозрачного льда. Далее идут попеременно прозрачные и непрозрачные слои льда. Чаще всего встречаются сферические формы града. Средняя плотность градин может быть 0,1—0,9 г/см³ [42, 43, 48, 52, 55, 56, 58].

Наиболее часто у нас в стране крупный град выпадает в Краснодарском и Ставропольском краях, в Закавказье и Средней Азии [6, 16, 39, 57]. Ширина «дорожки» выпавшего града колеблется от нескольких метров до нескольких километров. Продолжительность выпадения града изменяется в довольно широких пределах: от 10 с до 45 мин. Средняя продолжительность выпадения града равна 5 мин, а наиболее часто встречающиеся значения составляют от 1 до 15 мин. Зависимости между продолжительностью выпадения града и размером выпадающих градин не отмечается.

В настоящее время общепринято мнение, что град растет преимущественно за счет слияния ледяных кристаллов с переохлажденными каплями воды и что сублимация водяного пара играет второстепенную роль.

Основной рост града происходит при температуре воздуха —10... —25 °С; при образовании особо крупного града не исключена возможность рециркуляции градин в облаке. Установлено, что зона зарождения и роста града в облаке формируется в области сильных восходящих потоков, скорость которых может достигать 30 м/с и больше.

Зависимость фазового состояния осадков в облаке от максимальной скорости восходящего потока и температуры на уровне максимальной скорости показана на рис. 7.12.1.

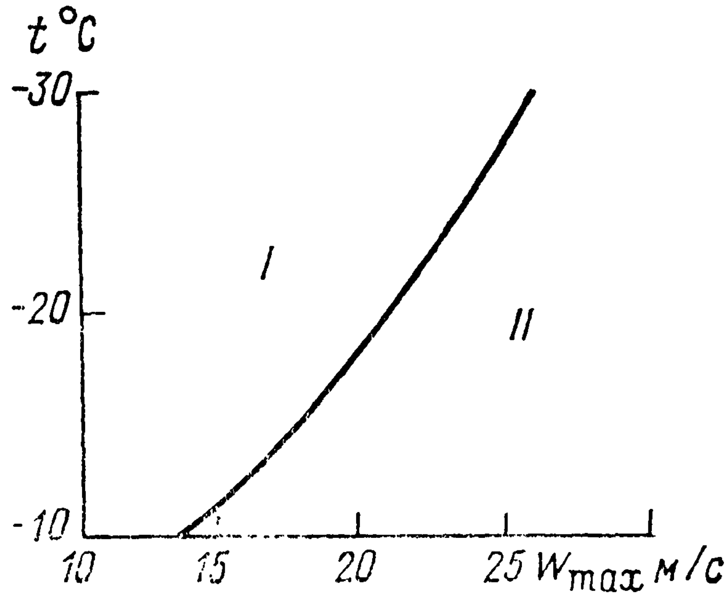


Рис. 7.12.1. Зависимость фазового состояния осадков от максимальной скорости W_{max} восходящего потока и температуры на уровне максимальной скорости t.

I — зона сухого роста градин, II — зона влажного роста градин.

Таблица 7.11.1

Среднее число дней с пыльной бурей

Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Гомель				0,3	0,5	0,4	0,4	0,2	0,07	0,05			1,9
Кишинев			0,03	0,3	0,3	0,3	0,4	0,3	0,1	0,1			1,8
Чернигов	0,02		0,02	0,1	0,3	0,4	0,3	0,2	0,3	0,02		0,02	1,7
Луганск	0,04	0,4	0,2	1,0	1,2	0,9	1,1	1,4	1,3	0,3	0,05		7,6
Запорожье	0,2	0,4	0,4	0,9	1,0	0,7	0,7	0,7	0,5	0,2	0,1	0,02	5,8
Ростов-на-Дону		0,3	0,5	1,0	0,8	0,9	1,1	1,0	1,0	0,1	0,1		6,8
Астрахань	0,04	0,2	0,2	1,6	1,0	0,6	0,7	1,1	1,1	0,3	0,02	0,07	6,9
Ставрополь			0,4	0,1	0,5	0,3		0,3	0,2				1,8
Оренбург				0,3	1,0	1,4	1,5	1,1	0,7	0,1	0,1	0,1	6,3
Александров Гай	0,03		0,03	1,4	5,0	5,8	6,4	4,6	4,0	1,5	0,06		28,8
Ереван	0,02	0,07	0,4	0,6	0,5	0,9	1,7	1,6	1,0	0,5			7,3
Махачкала	0,06	0,06	0,06	0,2	0,2	0,06	0,2	0,3	0,3	0,1		0,06	1,6
Челябинск				0,2	0,8	0,4	0,4	0,2	0,3	0,05	0,05		2,4
Омск				0,4	2,8	2,5	1,3	0,8	1,0	0,2			9,0
Барнаул	0,1	0,02	0,02	0,5	2,7	1,8	0,8	0,6	0,8	0,5	0,1	0,1	8,0
Кустанай			0,9	3,0	2,6	1,8	1,5	1,0	0,5	0,04			11,3
Гурьев	0,4	0,7	2,4	5,5	4,1	3,6	3,7	3,4	3,8	2,4	0,5	0,5	31,0
Челкар	0,04	0,1	1,4	8,1	10,2	10,0	8,6	7,9	6,2	4,9	2,3	0,8	60,5
Аральское море	0,1	0,3	1,5	5,7	5,5	6,4	6,4	4,9	3,7	3,0	1,2	0,7	39,4
Хакасская ГМО	0,1	0,1	0,4	2,7	4,1	1,7	0,8	0,6	0,3	0,7	0,6	0,1	12,0
Красноярск	0,03		0,1	0,8	1,4	0,7	0,3	0,05		0,1	0,2	0,05	4,0
Иркутск			0,02	0,9	2,8	1,6	0,4	0,4	0,5	0,3			6,9
Чита	0,04	0,04	0,4	1,1	2,0	0,8	0,1	0,04	0,1		0,2		4,8
Улан-Удэ				1,2	1,7	0,6	0,2	0,1	0,2	0,1	0,04		4,1
Репетек	1,3	1,9	2,5	2,7	2,2	2,2	1,8	1,2	1,1	0,9	0,7	1,0	20,0
Дербент	2,3	3,4	6,7	7,1	6,3	6,5	5,8	4,2	3,8	3,4	2,6	1,4	53,0
Тармез	1,0	2,0	3,0	4,0	4,0	4,0	3,0	3,0	2,0	3,0	2,0	1,0	32,0
Ташкент	0,02	0,04	0,1	0,3	1,0	1,0	1,0	0,4	0,6	0,4	0,02	0,02	5,0
Фрунзе		0,02	0,3	0,8	1,3	2,4	2,5	1,4	1,5	1,0	0,1		11,0

Радиус градины непосредственно в облаке можно определить из соотношения

$$W = \gamma \sqrt{r}, \qquad (7.12.1)$$

где $\gamma = 2{,}63 \cdot 10^3$ см$^{-1}$·с/12 ч для градин с плотностью 0,9 г/см^3.

Град начинает выпадать из облака тогда, когда скорость его падения становится больше скорости восходящего потока.

Радиолокационные исследования последних лет позволили разделить градовые процессы по структуре и динамике развития на четыре основных типа: одноячейковые, многоячейковые неупорядоченные, многоячейковые упорядоченные, суперячейковые [1, 5].

В одноячейковых градовых процессах ячейки осесимметричны; возникают беспорядочно в пространстве и времени; имеют малое время существования (30—40 мин); малоподвижны или перемещаются, подчиняясь орографии; малоинтенсивны; выпадение града из них наблюдается в виде отдельных пятен.

В неупорядоченных многоячейковых процессах ячейки осесимметричны или слабо асимметричны; возникают в любой части облачной системы; перемещаются в различных направлениях (либо по ведущему потоку, либо следуя орографии); существуют непродолжительное время; средней интенсивности; град из них выпадает пятнами. Выпавший в этом случае град формирует у земли не градовую «дорожку», а отдельные «пятна».

В упорядоченных многоячейковых процессах ячейки асимметричны; возникают на правой наветренной стороне облачной системы и перемещаются параллельно друг другу; существуют более 1 ч. Наиболее мощные ячейки отклоняются вправо от ведущего потока, интенсивны, выпадение града происходит в виде нескольких дорожек.

В суперячейковых градовых процессах ячейки асимметричны: строго организованы (зоны образования, роста и выпадения града пространственно разделены); при перемещении отклоняются вправо от ведущего потока (до 90°); существуют несколько часов; очень интенсивны; выпадение града происходит в виде дорожек (длиной до 100 км и более при ширине около 10 км).

В большинстве случаев градовые облака имеют многоячейковую структуру, периодически трансформируются в одну сверхмощную ячейку. Мощная конвективная ячейка в суперячейковых облаках в период наибольшего развития представляет собой устойчивую систему двух взаимодействующих упорядоченных воздушных потоков — восходящего и нисходящего с абсолютными значениями максимальной конвективной скорости (восходящей и нисходящей) до 25—30 м/с. Наиболее устойчивые скорости восходящего потока для облаков умеренной интенсивности составляют 10—15 м/с, а для более интенсивных — до 20—25 м/с.

Область восходящего (нисходящего) потока является самым теплым (холодным) участком в ячейке; разность виртуальных температур между ними может достигать 10 °С. Наиболее важными в процессе роста града являются два переходных слоя мощностью 1—2 км, на нижних и средних уровнях в ячейке. Здесь наблюдается активное вовлечение и перемешивание нисходящего и восходящего потоков воздуха, приводящее к рециркуляции частиц осадков и вследствие этого к интенсивному и быстрому процессу роста града. При анализе градовых штормов было обнаружено, что они возникают на линии неустойчивости.

Крупный град образуется в суперячейковых асимметричных облаках. Для развития мощных градовых облаков необходимо наличие большой термодинамической неустойчивости в среднем слое тропосферы и конвергенция в приземном слое.

7.13 ГРОЗЫ

Гроза — это комплексное атмосферное явление, обусловленное сильной неустойчивостью стратификации воздуха и связанное с развитием мощной кучево-дождевой облачности. Грозы сопровождаются многократными электрическими разрядами (молнии), звуковыми явлениями (гром), сильными шквалистыми ветрами и ливневыми осадками, нередко с градом. Таким образом, гроза включает ряд явлений, которые относятся к числу опасных и причиняют значительный материальный ущерб.

Грозы разделяют на фронтальные и внутримассовые. На холодных атмосферных фронтах грозы формируются в процессе бурного вытеснения теплого воздуха вверх наступающим валом холодных воздушных масс. На теплых фронтах причиной возникновения гроз являются восходящие скольжения теплого воздуха по фронтальной поверхности, причем скорость восходящих потоков с высотой возрастает, развивается мощная конвекция. Внутримассовые грозы образуются над континентами в теплый период года в размытых барических полях. Образованию мощных кучево-дождевых (грозовых) облаков способствуют сильноразвитые восходящие конвективные потоки воздуха над нагретой сушей [42, 43, 55, 56].

Отрицательное воздействие гроз на хозяйственную деятельность человека проявляется самым различным образом:

— грозовые разряды приводят к возникновению пожаров на нефте- и газопроводах, являются одной из основных причин лесных пожаров;

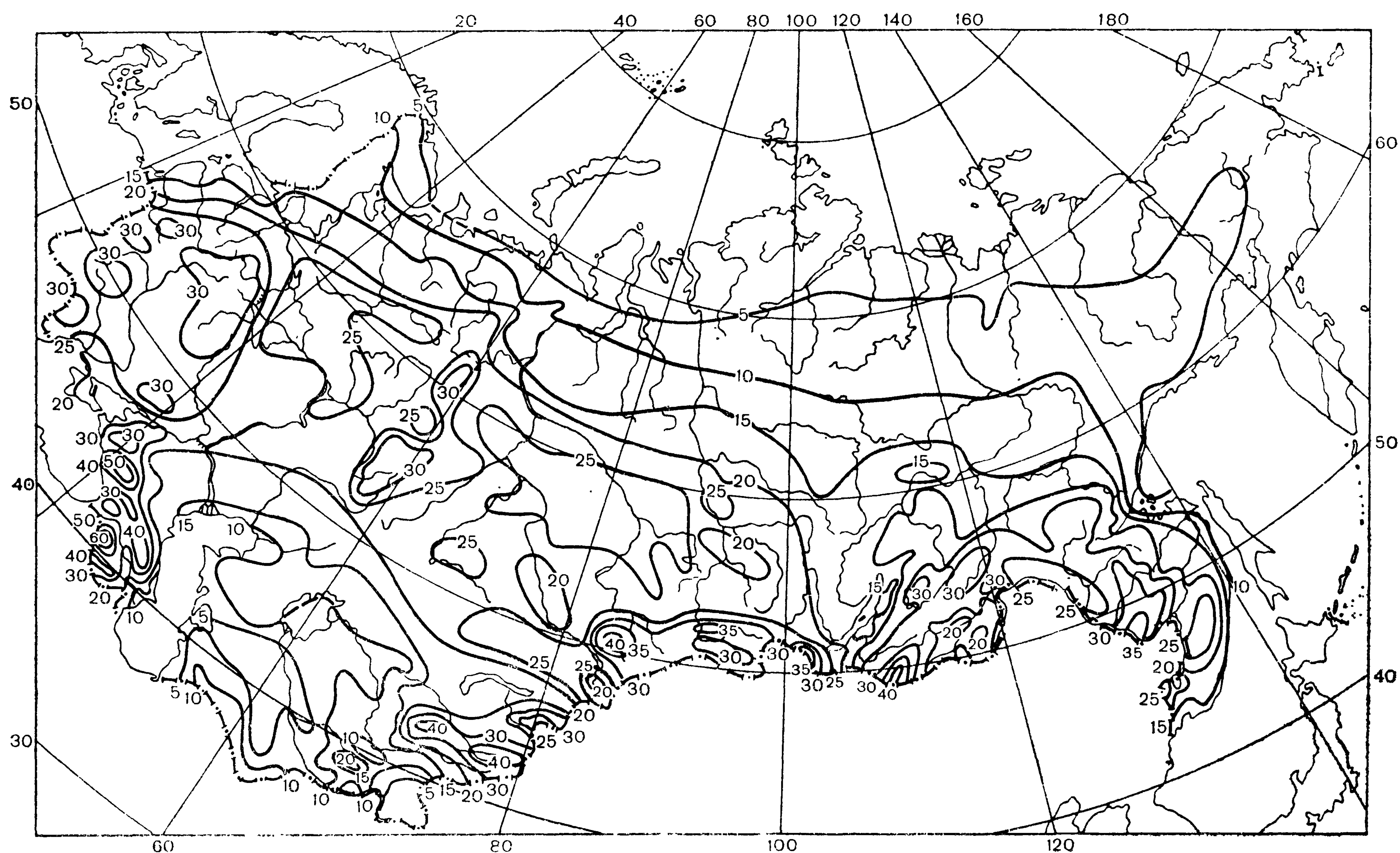


Рис. 7.13.1. Среднее годовое число дней с грозой на территории СССР [4].

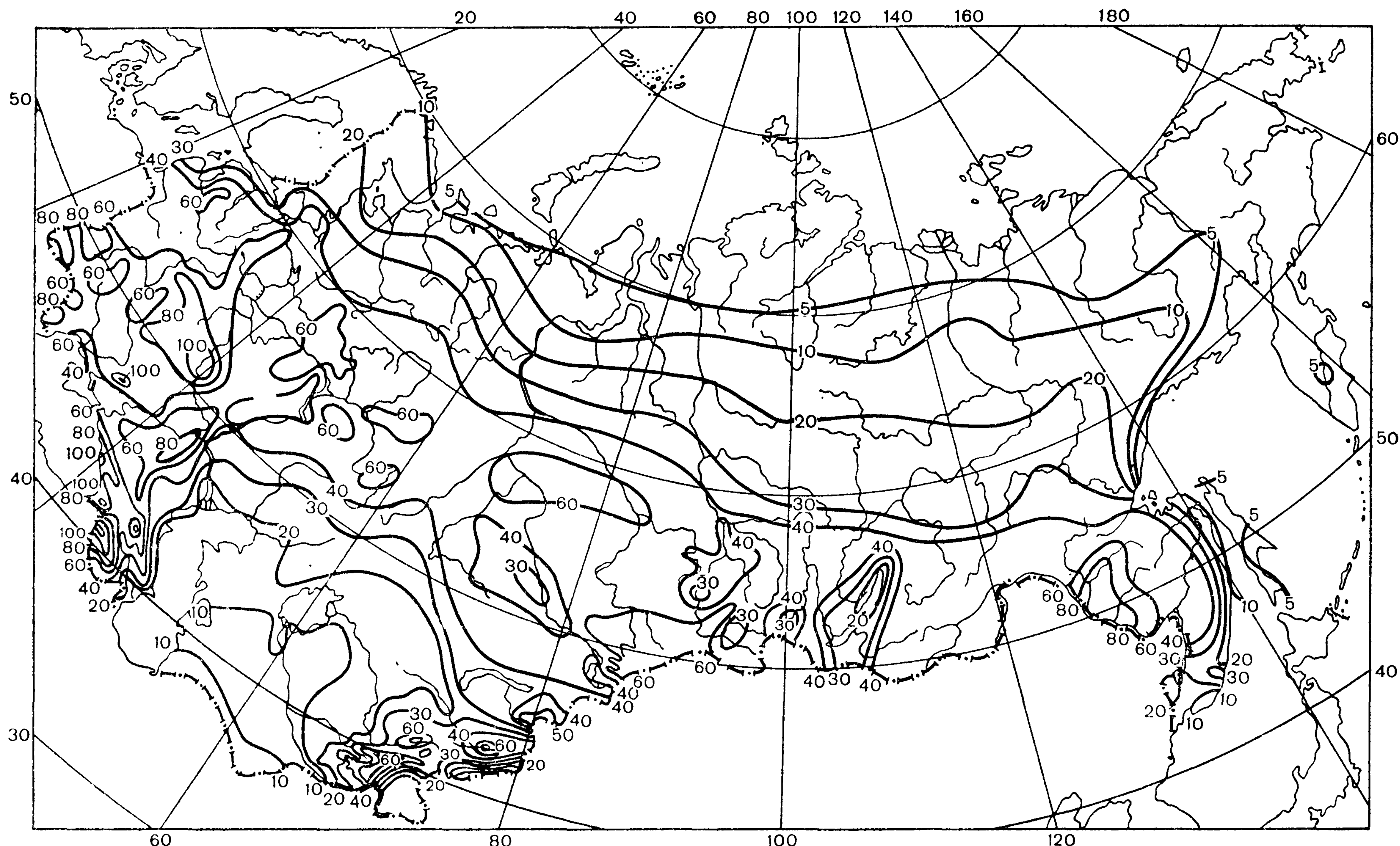


Рис. 7.13.2. Средняя годовая суммарная продолжительность гроз на территории СССР [23].

Таблица 7.13.1

Число дней с грозой за год в различных пунктах

Станция	Период	Число дней с грозой за год		
		среднее	макси-мальное	мини-мальное
Ленинград	1891—1980	16	32	6
Москва	1891—1980	25	52	9
Калинино (Краснодар)	1936—1980	62	108	46
Будапешт	1949—1980	32	56	14
Загреб	1949—1971	32	48	22
Титоград	1949—1971	52	75	37

— перенапряжения в линиях электропередач во время грозы вызывают многочисленные и тяжелые по своим последствиям аварии, приводят к отключению линий электропередач, вызывают помехи в радиосвязи и радионавигации;

— для авиации большую опасность представляют как прямые удары молний, так и мощные вертикальные движения воздуха внутри грозовых облаков с порывами ветра до 15—20 м/с.

Географическое распределение гроз над сушей определяется характером температурно-влажностного режима, циркуляцией атмосферы и рельефом местности. На суше вблизи экватора наблюдается 80—160 дней с грозой в год (табл. 7.13.1). В субтропиках (области пассатов, пустыни) грозы нечасты. В умеренных широтах отмечается 10—15 дней с грозой за год. В высоких широтах грозы очень редки. Над океанами грозы наблюдаются реже, чем над сушей (рис. 7.13.1) [4, 18, 19, 22, 23, 64].

Грозовая деятельность усиливается с приближением к горным районам. Сложный горный рельеф в сочетании с географическим положением и особенностями господствующих циркуляционных процессов обусловливает в целом высокую грозовую активность на Кавказе, в горах Средней Азии, на Алтае и юге Восточной Сибири. Однако из-за разнообразия форм рельефа среднее число дней с грозой за год меняется от 5 до 70. Значительно возрастает в горных районах и продолжительность гроз (рис. 7.13.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абшаев М. Т., Гораль Г. Г., Мальбахова И. М. Прогноз типа градового процесса. — Труды ВГИ, 1987, вып. 67, с. 3—15.
2. Авиационно-климатический справочник СССР. — М., 1976, вып 2, ч. 1. — 206 с.
3. Андреев В., Панчев С. Динамика атмосферных термиков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975. — 152 с.
4. Архипова Е. П. Карты географического распределения числа дней с грозой на территории СССР. — Труды ГГО, 1957, вып. 74, с. 41—60.
5. Бибилашвили Н. Ш., Ковальчук А. Н., Терскова Т. Н. Динамика и термодинамическая структура мощного грозового облака. — Труды ВГИ, 1983, вып. 50, с. 3—8.
6. Бокова П. А., Джураев А. Д., Севастьянова Т. В., Сорока В. Г. Град и градовые процессы в Средней Азии — Труды САНИГМИ, 1979, вып. 55 (136).
7. Васильев А. А., Песков Б. Е., Снитковский А. И. Смерчи (9 июня 1984 г.). — Л.: Гидрометеоиздат, 1985. — 40 с.
8. Воробьев В. И. Струйные течения в высоких и умеренных широтах. — Л.: Гидрометеоиздат, 1960. — 234 с.
9. Гидрометеорологические условия обледенения судов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1969. — 189 с.
10. Глухов В. Г. Метеорологические условия образования гололеда на высотных сооружениях. — Л.: Гидрометеоиздат, 1972. — 100 с.
11. Грей В. И. Генезис и интенсификация тропических циклонов. — В кн.: Интенсивные атмосферные вихри. М.: Мир, 1985, с. 10—32.
12. Дегтярев А. Д., Клинов Ф. Я. Метеорологические условия формирования гололедно-изморозных отложений в нижнем 500-метровом слое атмосферы.— Труды ЦВГМО, 1979, вып. 13, с. 27—34.
13. Заварина М. В., Ломилина Л. Е. Влияние холмистого рельефа на вес и толщину гололеда. — Труды ГГО, 1978, вып. 379, с. 46—53.
14. Заварина М. В., Мытарев М. Н., Соколова С. Н. Преобладающий вид гололедно-изморозных отложений. — Труды ГГО, 1978, вып. 408, с. 11—14.
15. Захаров А. Г. Распределение гололедных нагрузок на территории СССР. — Труды ГГО, 1984, вып. 485, с. 87—93.

16. Иванова Г. Ф. Статистические характеристики града на территории Казахстана. — Труды КазНИГМИ, 1977, вып. 63, с. 83—92.
17. Климат большого города (на примере особенностей климата г. Москвы). — М., 1965. — 196 с.
18. Климаты Западной Европы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 446 с.
19. Климаты Зарубежной Азии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975. — 448 с.
20. Климат Украины. — Л.: Гидрометеоиздат, 1967. — 413 с.
21. Кошеленко И. В. Туманы. — Труды УкрНИИ, 1977, вып. 155.
22. Лебедев А. Н. Европейская территория СССР, Климат СССР, вып. 1. Л., Гидрометеоиздат, 1958, 367 с.
23. Лебедев А. Н., Носова А. М. Продолжительность гроз на территории СССР.— Труды ГГО, 1980, вып. 441, с. 127—137.
24. Логвинов К. Т., Бабиченко В. Н., Кулаковская М. Ю. Опасные явления погоды на Украине. — Труды УкрНИГМИ, 1972, вып. 10.
25. Мазин И. П., Шметер С. М., Облака. Строение и физика образования.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.— 279 с.
26. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 738 с.
27. Матвеев Л. Т. Динамика облаков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 311 с.
28. Мейсон Д. Б. Физика облаков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1961. — 306 с.
29. Мытарев М. Н. Учет гололедных нагрузок при строительстве высотных сооружений. — Труды ГГО, 1987, вып. 515, с. 58—65.
30. Мытарев М. Н., Соколова С. Н. Преобладающий вид гололедно-изморозевых отложений на Азиатской территории СССР.— Труды ГГО, 1987, вып. 515.
31. Наставление гидрометеорологическим станциям и постам. Вып. 3, ч. 1. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985. — 304 с.
32. Опасные явления погоды на территории Сибири и Урала. Ч. 1.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 381 с.
33. Опасные гидрометеорологические явления в Средней Азии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 336 с.
34. Орлова В. В. Западная Сибирь. Климат СССР. Вып. 4. — Л.: Гидрометеоиздат, 1962. — 360 с.
35. Пальмен Э., Ньютон Ч. Циркуляционные системы атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973.
36. Пеньков А. П. Число дней с гололедом на территории СССР. — Труды ВНИИГМИ—МЦД. 1976, вып. 25, с. 97—102.
37. Петерсен С. Анализ и прогноз погоды. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973.
38. Подрезов О. А., Наумов А. Д. Исключительный случай гололедного отложения в грибчивой зоне Уральских гор. — Метеорология и гидрология, 1985, № 6, с. 110—111.
39. Прилипко Г. И. О возможности использования климатических характеристик града при строительном проектировании (на примере Ставропольского края). — Труды ГГО, 1986, вып. 501, с. 111—116.
40. Риль Г. Климат и погода в тропиках. —Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 605 с.
41. Руднева А. В. Районирование территории СССР по отложениям гололеда. — Труды ГГО, 1979, вып. 425, с. 86—91.
42. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды. Ч. 1. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 702 с.
43. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды. Часть 1. — Л., Гидрометеоиздат, 1964, 520 с.
44. Снитковский А. И. Смерчи на территории СССР. — Метеорология и гидрология, 1987, № 9, с. 12—26.
45. Сорочинский М. А., Юшенко Г. П. Режим сильных метелей на территории Советского Союза. — Труды Гидрометцентра СССР, 1979, вып. 225, с. 99—110.
46. Справочник по климату СССР. Вып. 1—34, ч. 5.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968—1970.
47. Стехновский Д. Е. Барическое поле земного шара. — М.: Гидрометеоиздат, 1962. — 145 с.
48. Сулаквелидзе Г. К. Ливневые осадки и град. — Л.: Гидрометеоиздат, 1967. — 412 с.
49. Тараканов Г. Г. Тропическая метеорология. — Л.: Гидрометеоиздат, 1960.— 172 с.
50. Тропическая метеорология. Труды Третьего Международного симпозиума. — Л.: Гидрометеоиздат, 1967. — 563 с.
51. Трунов О. К. Обледенение самолетов и средства борьбы с ним. — М.: Машиностроение, 1965. — 247 с.
52. Финдайзен В., Шульц Г. Экспериментальное исследование образования ледяных частиц. — В кн.: Физика образования осадков. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1951.
53. Хаин А. П. Математическое моделирование тропических циклонов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 248 с.
54. Халтинер Дж., Мартин Ф. Динамическая и физическая метеорология. —М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1960. — 435 с.
55. Хромов С. П., Мамонтова Л. И. Метеорологический словарь. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 620 с.
56. Хромов С. П. Метеорология и гидрология (для географических факультетов). — Л.: Гидрометеоиздат, 1968. — 491 с.
57. Челпанова О. М. Средняя Азия. Климат СССР. Вып. 3. — Л.: Гидрометеоиздат, 1963. — 447 с.
58. Шишкин Н. С. Облака и осадки, грозовое электричество. — Л.: Гидрометеоиздат, 1964.
59. Щербакова Е. Я. Восточная Сибирь. Климат СССР. Вып. 5. — Л.: Гидрометеоиздат, 1961. — 300 с.
60. Шметер С. М. Теория и физика конвективных облаков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 287 с.
61. Browing K. A., Ludlom T. U. Our flow in convective storms.— Meteorol. Mag., 1962, v. 91, N 1085, p. 341—350.
62. Climats of the United States.— Washington, D.C., 1979.— 113 p.
63. Gray M. Tropical cyclone genesis.— Atm. Sci. Colo. State Univ., 1975, N 234, 119 p.
64. World distribution of thunderstorm days. Part 1: tables WMO/OMM N 21. 71 p. Geneva, 1953.

Глава 8. РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ

Солнечная радиация является важнейшим естественным ресурсом природной среды. Она практически определяет развитие всех процессов, происходящих в географической оболочке Земли, в том числе и энергетику системы Земля—атмосфера.

Подробная цифровая информация о всех радиационных характеристиках приведена в Справочнике по климату СССР [73], еще более она расширена в готовящемся к изданию Научно-прикладном справочнике по климату СССР. В ограниченном виде информация представлена в [19]. Описание радиационного режима на территории СССР и земного шара приведено в монографиях [6, 62].

8.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИАЦИОННОГО РЕЖИМА

8.1.1. Прямая солнечная радиация

Прямой солнечной радиацией S называется часть лучистой энергии Солнца, приходящей к поверхности Земли в виде пучка параллельных лучей. На актинометрических станциях непосредственно измеряют энергетическую освещенность прямой солнечной радиации, поступающей на перпендикулярную солнечным лучам поверхность (интенсивность потока прямой радиации). Приход прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность S' рассчитывается по формуле:

$$S' = S \sin h_{\odot}, \qquad (8.1.1)$$

где $h_{\odot}$ — высота Солнца в момент наблюдения.

Поток прямой солнечной радиации зависит от высоты Солнца, свойств атмосферы на пути солнечного луча и от длины этого пути. Роль факторов, влияющих на ослабление прямой радиации по сравнению с ее значениями вне атмосферы, подробно исследована в [36].

Прямая солнечная радиация при безоблачном небе. Климатические закономерности прямой радиации, пришедшей на земную поверхность через безоблачную атмосферу, определяются в основном астрономическим фактором. Циркуляционный фактор проявляется только через прозрачность атмосферы.

Прямая солнечная радиация при безоблачном небе имеет довольно простой суточный ход с максимумом в околополуденные часы. В континентальных районах часто наблюдается асимметричность суточного хода прямой радиации, обусловленная различием прозрачности атмосферы в до- и послеполуденные часы. Летом после полудня атмосфера более замутнена, чем до полудня, и соответственно этому уменьшается послеполуденный приход радиации. Зимой наблюдается обратное явление вследствие влияния инверсионных слоев, особенно в утренние часы.

Прозрачность атмосферы существенно сказывается и на годовом ходе прямой радиации, перекрывая влияние астрономического фактора, в результате которого максимум прямой солнечной радиации, поступающей на перпендикулярную поверхность, наблюдается весной. Существенное увеличение прозрачности атмосферы в среднем в азиатской части СССР по сравнению с европейской частью сказывается и на месячных значениях прямой солнечной радиации (табл. 8.1.1).

Прямая солнечная радиация при реальных условиях облачности. Облачность снижает приход солнечной радиации и может существенно изменить форму кривой суточного хода. Как показывают данные суточного хода прямой солнечной радиации в различных климатических районах, весной и летом с апреля (иногда с марта) по август (иногда по сентябрь) на бо́льшей части континентальных районов часовые суммы прямой радиации в дополуденные часы больше, чем в послеполуденные. Асимметрия в суточном ходе радиации, связанная с развитием конвективной облачности к полудню и поэтому с преобладанием облачности нижнего яруса днем и вечером по сравнению с утренними часами, дополнительно усиливается уменьшением прозрачности атмосферы в послеполуденные часы. Зимой с декабря или января по март

Таблица 8.1.1

Количество прямой солнечной радиации (МДж/м²), приходящей на горизонтальную поверхность при безоблачном небе (возможные суммы)

Широта	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
						Европейская часть СССР							
80° с.	0	0	55	311	610	844	768	495	158	13	0	0	3254
76	0	13	111	350	631	823	759	508	196	43	0	0	3434
72	0	34	171	397	648	810	755	520	235	55	0	0	3625
68	4	55	213	439	661	793	742	529	277	94	9	0	3816
64	17	85	269	469	682	776	725	546	307	136	30	4	4046
60	47	128	320	499	691	763	708	563	358	171	64	21	4333
56	73	162	367	516	695	746	708	580	397	226	107	55	4632
52	98	200	401	542	699	734	717	589	431	277	149	85	4922
48	154	243	444	563	712	738	725	610	469	328	188	128	5302
44	222	299	482	597	734	746	725	627	512	384	239	183	5750
40	264	337	503	631	768	768	729	631	520	405	269	226	6051
						Азиатская часть СССР							
80	0	0	43	286	610	840	780	482	141	13	0	0	3195
76	0	0	85	328	653	840	780	495	183	26	0	0	3390
72	0	13	128	371	682	836	780	580	235	51	0	0	3604
68	0	43	188	418	708	823	780	525	277	94	13	0	3869
64	13	85	256	461	712	810	759	546	341	149	43	4	4179
60	43	128	311	512	712	798	725	584	388	196	73	26	4496
56	73	171	354	533	712	768	738	610	414	243	88	55	4769
52	128	209	414	576	738	780	755	640	469	303	162	98	5272
48	179	256	465	610	759	798	763	674	499	358	205	141	5707
44	230	303	503	627	759	798	768	691	537	409	256	196	6076
40	286	354	542	661	780	780	755	691	546	435	299	243	6372

в связи с утренним максимумом облачности и уменьшением ее во вторую половину дня дополуденные суммы радиации меньше послеполуденных. Асимметрия до- и послеполуденных сумм радиации может достигать зимой 25—35 %.

Годовой ход месячных сумм прямой солнечной радиации при средних условиях облачности на территории Советского Союза выражен довольно резко. Максимальные значения радиации почти повсеместно наблюдаются в июне—июле. В прибрежных районах Дальнего Востока максимум сдвигается на май. Минимум прямой радиации наблюдается в декабре—январе.

Особенности месячного прихода прямой радиации при реальных условиях облачности показаны на картах распределения этой характеристики для центральных месяцев сезонов (см. рис. 8.2.3). Анализ карт прямой радиации будет сделан ниже совместно с картами рассеянной и суммарной радиации.

8.1.2. Рассеянная радиация

В результате рассеяния в атмосфере приходящая к земной поверхности коротковолновая радиация представляет собой не только прямую, но и рассеянную радиацию (D).

Приход рассеянной радиации зависит от высоты Солнца, состояния атмосферы (прозрачности и облачности) и характера подстилающей поверхности (альбедо поверхности).

Рассеянная радиация при безоблачном небе. На рис. 8.1.1 показана зависимость потока рассеянной радиации на горизонтальную поверхность от фактора мутности T при различных высотах Солнца по данным из [36]. Отсюда видно, что с увеличением фактора мутности рассеянная радиация значительно возрастает, причем тем быстрее, чем больше высота Солнца. Важным фактором, влияющим на поток рассеянной радиации, является альбедо подстилающей поверхности. Поток рассеянной радиации значительно возрастает по мере увеличения альбедо.

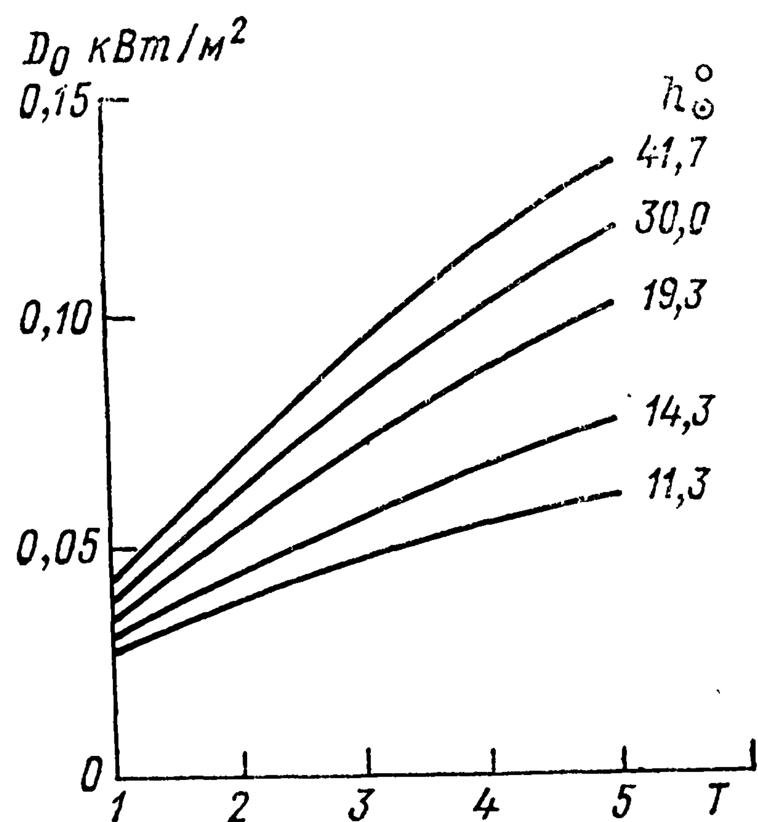


Рис. 8.1.1. Зависимость интенсивности рассеянной радиации D_0 при безоблачном небе от фактора мутности T при различной высоте Солнца $h_{\odot}$.

Поток рассеянной радиации при безоблачном небе имеет простой суточный ход с максимумом в околополуденные часы, обусловленный изменением высоты Солнца в течение дня.

В годовом ходе максимум рассеянной радиации при безоблачном небе приходится на лето, когда высота Солнца наибольшая.

Рассеянная радиация при облачном небе. Появление облачности влечет за собой сильное увеличение потока рассеянной радиации. Облака, содержащие большое количество крупных рассеивающих частиц в виде капель воды или ледяных кристаллов, являются мощными центрами рассеяния солнечной радиации. Естественно, что поток рассеянной радиации должен существенно зависеть от количества и формы облаков. Он возрастает по мере перехода к более плотным и более низким облакам.

В отдельные дни потоки рассеянной радиации могут быть весьма велики (особенно при наличии сплошного облачного покрова) и достигать 0,7 кВт/м^2. Наибольшие значения наблюдаются в условиях Арктики (более 0,7 кВт/м^2). Распределение месячных и годовых сумм рассеянной радиации по территории СССР приведено ниже.

8.1.3. Суммарная радиация

Сумму потоков (или сумм) прямой солнечной и рассеянной радиации называют потоком (или суммой) суммарной радиации Q. В случае сплошной (или частичной, когда Солнце закрыто полупрозрачными облаками) облачности суммарная радиация представляет собой только рассеянную радиацию.

Суммарная радиация при безоблачном небе. Поток суммарной радиации при безоблачном небе зависит от широты места, высоты Солнца, оптических свойств атмосферы и характера подстилающей поверхности.

В первом приближении поток суммарной радиации прямо пропорционален высоте Солнца. При безоблачном небе отчетливо проявляется зависимость суммарной радиации от прозрачности атмосферы [4]. При увеличении содержания аэрозолей поток прямой радиации уменьшается, а рассеянной увеличивается. Уменьшение прозрачности атмосферы за счет увеличения в воздухе содержания водяного пара приводит к уменьшению и прямой, и рассеянной радиации. Однако влияние водяного пара полностью не компенсирует изменений прямой и рассеянной радиации, поэтому при увеличении мутности атмосферы наступает некоторое снижение суммарной радиации. Наибольшие абсолютные изменения суммарной радиации в зависимости от мутности наблюдаются при большой высоте Солнца.

Приход суммарной радиации зависит и от альбедо подстилающей поверхности. Теоретические исследования [36] зависимости суммарной радиации от альбедо показывают, что при постоянной мутности атмосферы и постоянной высоте Солнца увеличение альбедо подстилающей поверхности приводит к увеличению суммарной радиации. Результаты обобщения эмпирического материала, приведенные в [4, 6], указывают на увеличение суммарной радиации на 10—15 % для поверхности, покрытой снегом.

В распределении по территории СССР месячных сумм суммарной радиации (табл. 8.1.2) при безоблачном небе сохраняются те же особенности, что и для прямой. В мае — июле повсеместно, а весной и осенью южнее 65° с. ш. приход суммарной радиации на европейскую часть СССР меньше, чем на азиатскую, из-за большой мутности атмосферы. Но в южных широтах (к югу от 55° с. ш.) абсолютная величина разности суммарной радиации меньше, чем прямой, что объясняется заметным увеличением (на 10—15 %) рассеянной радиации безоблачного неба на ЕЧС. Это свидетельствует о более сильном аэрозольном загрязнении атмосферы в южных, в основном промышленных, районах ЕЧС по сравнению с атмосферой над степными и пустынными зонами АЧС.

Суммарная радиация при облачной атмосфере. Поток суммарной радиации при наличии облачности определяется не только количеством и формой облаков, но и состоянием солнечного диска. Подробное исследование о влиянии формы и количества облаков, состояния солнечного диска на поток суммарной радиации выполнено в [14].

В зависимости от облачности и состояния солнечного диска суточный ход суммарной радиации может существенно различаться для отдельных дней. Однако для средних условий наблюдается вполне закономерный ход суммарной радиации: постепенное возрастание от восхода Солнца до полудня и убывание от полудня до захода Солнца. Суточный ход облачности нарушает симметрию суммарной радиации относительно полудня, характерную для безоблачного неба. В большинстве районов СССР в теплое время года дополуденные суммы Q превышают послеполуденные, за исключением северных прибрежных районов и Дальнего Востока.

В годовом ходе средних многолетних месячных сумм суммарной радиации наряду с определяющим астрономическим фактором появляется циркуляционный (через облачность), поэтому максимум может смещаться с июня на июль и даже на май.

Реальные суммы суммарной радиации отличаются от возможных. Самые большие отклонения реальных сумм от возможных отмечаются почти во все месяцы года на северо-западе европейской части СССР и летом на Дальнем Востоке, где облачность уменьшает месячные суммы радиации почти наполовину. Максимум возможной суммарной радиации наблюдается в Средней Азии летом (95 % и несколько выше) и на Дальнем Востоке зимой (почти 90 %).

Увеличение облачности приводит к возрастанию доли рассеянной радиации и уменьшению прямой. В табл. 8.1.3 приведено отношение месячных и годовых сумм прямой радиации к суммарной.

Наибольший вклад прямой радиации в суммарную отмечается летом. В Средней Азии он составляет 80 %, а на остальной территории СССР 55—65 %. Исключение — южные районы Приморья, где наибольший (60—65 %) вклад прямой радиации отмечается не летом, а осенью и зимой.

Таблица 8.1.2

Количество суммарной солнечной радиации (МДж/м²) при ясном небе (возможные суммы)

Широта	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
					Европейская часть СССР								
80° с	0	0	128	448	827	1066	938	640	192	17	0	0	4256
76	0	34	192	503	840	1032	926	640	256	60	13	0	4496
72	0	55	256	554	853	1002	917	644	311	107	21	0	4720
68	9	85	303	576	853	960	900	661	363	149	26	0	4885
64	43	128	363	593	840	921	870	670	405	192	55	17	5097
60	73	183	418	614	849	913	870	682	448	239	85	43	5417
56	119	230	469	657	853	908	874	712	490	303	145	85	5845
52	171	277	525	682	853	913	879	742	537	363	196	136	6274
48	222	333	563	708	874	913	896	768	589	418	256	192	6732
44	277	371	597	734	897	917	896	793	631	448	311	252	7124
40	333	427	618	789	913	938	917	810	648	533	366	299	7591
					Азиатская часть СССР								
80	0	0	85	444	832	1066	968	606	192	21	0	0	4214
76	0	13	149	482	870	1041	947	618	256	38	0	0	4414
72	0	30	213	525	897	1019	938	631	303	77	13	0	4646
68	4	77	290	576	897	1002	921	640	363	132	30	0	4932
64	26	136	363	627	897	964	900	674	422	205	60	17	5291
60	64	179	414	657	874	938	896	704	469	256	107	43	5601
56	111	230	469	678	874	921	891	729	512	316	148	85	5965
52	171	286	533	704	891	921	900	759	554	394	196	145	6444
48	235	341	584	739	904	934	913	789	606	444	256	192	6937
44	296	401	623	768	917	938	917	806	640	478	316	256	7346
40	354	448	657	810	926	943	926	832	661	525	371	307	7760

Таблица 8.1.3

Доля (%) прямой радиации в суммарной при реальных условиях облачности

Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Архангельск		20	39	44	50	54	55	50	32	33	20		47
Горький	17	31	45	47	52	58	56	54	41	30	31	29	52
Каунас	14	24	44	46	49	51	51	49	48	36	17	18	46
Киев	26	34	40	46	54	55	54	55	56	50	32	25	49
Карадаг	37	37	45	53	59	65	65	68	68	56	45	36	59
Тбилиси	44	47	50	55	60	66	65	67	65	61	48	46	60
Семипалатинск	44	50	52	59	63	66	63	62	63	53	44	40	59
Ташкент	50	53	57	64	71	78	81	81	78	68	60	60	72
Челюскин, мыс			38	43	29	23	36	26	16	26			30
Туруханск		24	36	47	46	50	56	46	36	24	17		46
Чита	47	56	56	54	58	52	53	56	59	57	51	45	55
Сад-Город	62	63	57	53	49	49	46	51	61	66	61	59	54

Доля рассеянной радиации в суммарном годовом приходе на территории СССР приведена на рис. 8.2.7 *б*.

8.1.4. Альбедо подстилающей поверхности

Альбедо — безразмерная величина, характеризующая отражательную способность тела или системы тел. Определяется отношением (в %) интенсивности (плотности потока) радиации, диффузно отраженной от поверхности тела (или системы тел), к интенсивности (плотности потока) радиации, падающей на нее [79].

Альбедо подстилающей поверхности определяется свойствами и состоянием поверхности и зависит от высоты Солнца.

Для всех типов поверхности характерна одна особенность — наибольшие изменения альбедо происходят от восхода Солнца до высоты Солнца, равной примерно 30°.

Резкие изменения альбедо подстилающей поверхности наблюдаются лишь в периоды схода и установления снежного покрова. В такие периоды разность между значениями альбедо в соседние дни может достигать 20—30 %, в остальное время повсеместно летом не превышает 3 %, зимой в районах высоких и умеренных широт с континентальным климатом — 7 %, с морским — 12 % [1, 56].

Альбедо снежного покрова. На территории СССР альбедо сухого снежного покрова при безоблачной погоде в зависимости от физико-географических условий станции колеблется в пределах 52—99 %. Во внутриконтинентальных районах высоких широт значения альбедо близки к максимуму, в районах умеренных широт, подверженных влиянию моря, — к минимуму, во всех остальных районах альбедо обычно укладывается в указанный диапазон значений, однако альбедо грязного, влажного снега может уменьшаться до 20—30 % [40, 41, 55].

С увеличением облачности альбедо снежной поверхности возрастает. При сплошном облачном покрове оно может увеличиться на 2—10 % (здесь и далее при сравнениях по абсолютной величине). Альбедо влажного снега меньше альбедо сухого снега на 2—8 %, а при загрязнении последнее уменьшается на 6—15 %. Альбедо талого снега снижается до 40—30 % [40, 41, 55].

Альбедо снежного покрова изменяется в течение дня. Как правило, с восхода Солнца до полудня альбедо сухого чистого снежного покрова увеличивается на 3—8 %. Дневной ход альбедо относительно полудня несимметричен — обычно при той же высоте Солнца во вторую половину дня значения альбедо больше, чем в первую [40, 41, 55]. Альбедо арктических ледников в среднем составляет 51 % для сухого льда и 43 % для влажного [41].

В работах [40, 41] сформулированы предварительные рекомендации по параметризации альбедо снега и льда.

Альбедо травяного покрова колеблется от 12 до 28 % в зависимости от густоты, цвета, сочности травы. Альбедо влажной травы меньше альбедо сухой на 2—3 % [55].

Отражательная способность травяного покрова также обладает зависимостью от высоты Солнца, в результате чего

альбедо сухой зеленой травы в утренние и вечерние часы больше, чем в полдень, на 2—9 % [55].

Альбедо сухого травяного покрова в состоянии увядания осенью колеблется в пределах 11—24 %, а прошлогодней травы весной — в пределах 10—23 % [55].

Альбедо почвы. Отражательные свойства поверхности, свободной от растительного покрова, зависят от типа почвы, ее цвета, структуры и влажности.

Альбедо неувлажненных почв составляет 8—26 %. Самым большим альбедо обладает белый песок — до 40 % [56]. Альбедо влажной почвы меньше альбедо сухой на 3—8 %, белого песка — на 18—20 %. С уменьшением шероховатости почвы альбедо увеличивается [56].

В дневном ходе альбедо почвы изменяется от максимальных значений при малой высоте Солнца до минимальных в полдень. Амплитуда дневного хода альбедо почвы составляет 11—17 % [56].

Альбедо водной поверхности. Альбедо поверхности воды внутренних водоемов зависит от ряда факторов: высоты Солнца над горизонтом, соотношения между прямой и рассеянной радиацией при данной высоте Солнца, количества облаков, степени волнения и характеристик водоемов (глубины, прозрачности воды и др.). Средние месячные значения альбедо водной поверхности больших естественных водоемов и водохранилищ в течение мая—сентября находятся в пределах 7—11 %, для мелких — 11—16 %.

Дневной ход альбедо водной поверхности наиболее четко выражен при отсутствии волнения. В таких случаях амплитуда дневного хода может достигать 30 % и более. При сильном волнении альбедо остается неизменным в течение дня. При сплошном облачном покрове дневной ход альбедо также практически отсутствует [39, 56]. Альбедо поверхности океанов и морей при сплошной облачности может быть принято равным 6—8 % [39].

Волнение и облачность уменьшают альбедо водной поверхности при высоте Солнца менее 30°. При большей высоте Солнца облачность и волнение оказывают обратное действие, но в значительно меньшей степени [39, 76, 77].

В работах [38, 39, 78] представлены значения альбедо водной поверхности для суммарной радиации при наличии волнения, рассчитанные для высот Солнца 10—70° при различной крутизне волны.

В работах [39, 41] сформулированы предварительные рекомендации по параметризации альбедо водной поверхности. При климатических расчетах при безоблачном небе альбедо водной поверхности при высоте Солнца 50—70° может быть принято равным 4—5 %, а при высоте Солнца 30—50°— 6—7 %. При высоте Солнца, большей 30°, зависимость альбедо водной поверхности от высоты Солнца можно не учитывать.

8.1.5. Радиационный баланс подстилающей поверхности

Радиационный баланс подстилающей поверхности равен разности между поглощенной суммарной радиацией и эффективным излучением земной поверхности:

$$B = (S' + D - R) - (E_s - \delta E_a) = Q\,(1 - A_k) - E_{эф}, \qquad (8.1.2)$$

где S' — прямая солнечная радиация, D — рассеянная радиация, Q — суммарная радиация, R — отраженная радиация; A_k — альбедо подстилающей поверхности, $Q(1 - A_k)$ — поглощенная радиация, E_s — собственное излучение подстилающей поверхности, δ — относительный коэффициент поглощения длинноволновой радиации подстилающей поверхностью, E_a — встречное излучение атмосферы, $E_{эф}$ — эффективное излучение подстилающей поверхности.

Закономерности изменения радиационного баланса определяются различными факторами, влияющими на его основные составляющие. Ночью значение радиационного баланса, определяемое только эффективным излучением, зависит от температуры подстилающей поверхности, облачности и стратификации атмосферы. Днем основная составляющая радиационного баланса — суммарная радиация, зависит от высоты Солнца, облачности и альбедо подстилающей поверхности [62].

Радиационный баланс подстилающей поверхности может быть как положительным, если поступление коротковолновой радиации превышает расход, так и отрицательным в обратном случае. В суточном ходе первое обычно наблюдается днем, а второе — ночью. В годовом ходе от 40° с. ш. до 40° ю. ш. месячные значения радиационного баланса на суше и на море всегда положительные. В более высоких широтах зимой радиационный баланс становится отрицательным.

Приведенные ниже особенности радиационного баланса характеризуют поверхность метеорологической площадки: в теплый период года поверхности с естественным травяным покровом, в холодный период — поверхности снежного покрова. Радиационный баланс открытых участков земной поверхности (метеорологических площадок) наиболее близко характеризует условия мест жилья и хозяйственной деятельности человека.

Радиационный баланс при безоблачном небе. Средняя зависимость потока радиационного баланса от высоты Солнца при безоблачном небе для поверхности без снега и со снежным покровом приведена на рис. 8.1.2. Характерной особенностью радиационного баланса поверхности, покрытой снегом, является следующее: в ясные ночи радиационный баланс по абсолютной величине меньше баланса поверхности без снега. Это связано не только с более низкими температурами подстилающей поверхности, но и с характером вертикального распределения температуры воздуха над снежной поверхностью.

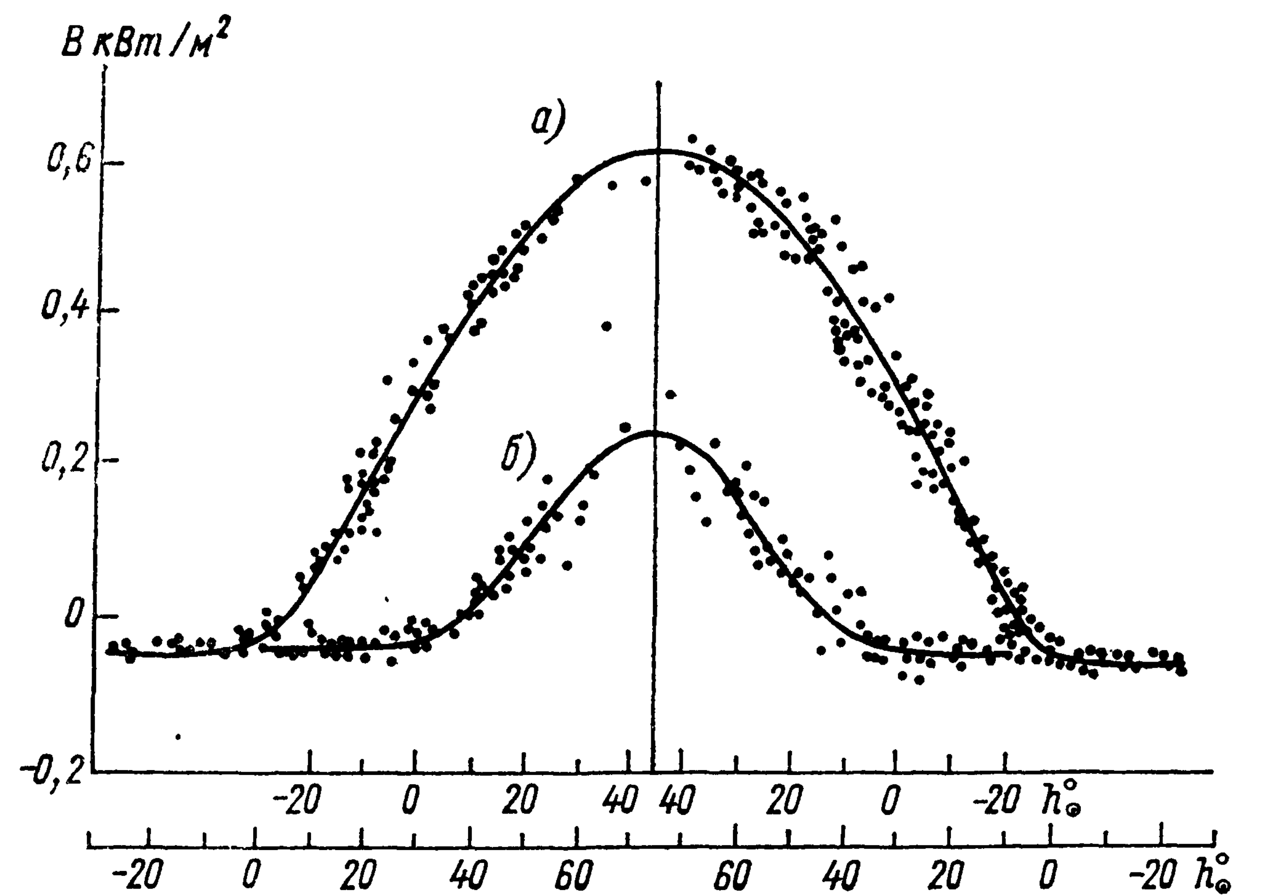


Рис. 8.1.2. Зависимость интенсивности радиационного баланса B от высоты Солнца $h_☉$ при безоблачном небе для поверхности без снега (травы) (*а*) и для снежного покрова (*б*).

Зимой на севере и частично в умеренных широтах радиационный баланс при безоблачном небе не меняет знак в суточном ходе и остается отрицательным круглые сутки. За южную границу зоны, где баланс остается отрицательным в течение суток, можно принять широтный круг, на котором полуденная высота Солнца для середины месяца составляет около 11°, тогда для декабря границей зоны будет 56° с. ш., для января — 58° с. ш., для февраля — 66° с. ш. [62].

Увеличение альбедо поверхности приводит к значительному уменьшению радиационного баланса при неизменной высоте Солнца вследствие увеличения расходной части баланса. В годовом ходе максимум потока радиационного баланса наблюдается в июне, минимум — в декабре.

Радиационный баланс при облачности. Облачность изменяет не только основную из приходных составляющих радиационного баланса — суммарную радиацию, но и расходную — эффективное излучение (уменьшая его) и отраженную радиацию. Таким образом, облачность влияет на радиационный баланс двояко. При оценке влияния облачности очень важно учитывать не только количество облаков, но и состояние солнечного диска при конкретных метеорологических условиях [15].

Днем появление и увеличение облачности влечет за собой уменьшение суммарной радиации и эффективного излучения. Ночью изменение облачности влияет только на эффективное излучение. В результате в среднем дневные положительные значения радиационного баланса при наличии облачности уменьшаются, а ночные отрицательные также становятся меньше по абсолютной величине. Однако в отдельных случаях при наличии частичной облачности и Солнца, не закрытого облаками, когда суммарная радиация максимальна, а эффективное излучение меньше, чем при безоблачном небе, наблюдаются максимальные положительные значения радиационного баланса.

По данным, приведенным в [36], при увеличении альбедо от 10 до 80 %, радиационный баланс уменьшается примерно в три раза. Рост же облачности от 3 до 8 баллов вызывает уменьшение радиационного баланса всего лишь на 20 %. Это

показывает, насколько радиационный баланс более чувствителен к изменениям альбедо, чем к изменениям облачности.

Годовой ход месячных сумм радиационного баланса в основном повторяет ход суммарной радиации, но в районах с устойчивым снежным покровом большое значение приобретает альбедо подстилающей поверхности, особенно весной. В большинстве континентальных районов СССР максимальные значения баланса наблюдаются в июне, минимальные — в декабре.

8.1.6. Прозрачность атмосферы

Прозрачность является одной из важнейших оптических характеристик атмосферы. Значения интегрального коэффициента прозрачности атмосферы P (его составляющие: влажностная P_w и аэрозольная P_a), а также фактор мутности T и оптическая толщина атмосферы τ необходимы при расчетах освещенности, радиационного баланса, оптических свойств дымки и при оценке влияния атмосферного аэрозоля.

Для вычисления характеристик прозрачности атмосферы используются результаты измерений интенсивности прямой солнечной радиации, поступающей на перпендикулярную поверхность S в сроки наблюдений, когда высота Солнца $h_\odot \geqslant 6{,}8°$. При меньшей высоте Солнца вычисленные значения S оказываются недостаточно точными.

Для расчетов используются только данные таких измерений S, во время которых диск Солнца и околосолнечная зона в радиусе 5° не закрывались облаками.

Наиболее распространенными величинами, характеризующими прозрачность атмосферы, являются: интегральный коэффициент прозрачности Бугера P и фактор мутности Линке T. Интенсивность прямой солнечной радиации приводится к высоте Солнца $h_\odot = 30°$ или к оптической массе атмосферы $m = 2$, а также к среднему расстоянию между Землей и Солнцем $\bar{\rho}$ по методике Сивкова [71]. Для этого формулы Бугера и Линке записываются следующим образом:

$$P_2 = \sqrt{\frac{S_{\bar{\rho},\,30}}{S_0}},$$

$$T_2 = 11{,}5 \lg \frac{S_0}{S_{\bar{\rho},\,30}},$$

где $S_0 = 1{,}367 \pm 0{,}007$ кВт/м² — солнечная постоянная, P_2 и T_2 — интегральный коэффициент прозрачности атмосферы и фактор мутности при массе атмосферы $m = 2$ (или $h_\odot = 30°$). Методика расчета характеристик интегральной прозрачности атмосферы подробно изложена в работах [22—24, 37, 60—62, 71].

Прозрачность атмосферы над сушей. Данные о прозрачности атмосферы показывают, что недостаточно учитывать изменения прозрачности только в широтном направлении, поскольку в зависимости от сочетания компонентов (влагосодержания и аэрозольного ослабления), влияющих на прозрачность реальной атмосферы, пространственное распределение оказывается более сложным [62]. Приведенные в [62] месячные и годовые карты коэффициента прозрачности P_2 за день и отдельно в полуденный срок (12 ч 30 мин) и их анализ могут быть использованы для детального рассмотрения этой характеристики.

В [62] приводятся также таблицы коэффициента прозрачности атмосферы P_2 на озерных, береговых (морских) и высокогорных станциях, где значения этой характеристики заметно отличаются от ее значений в других районах (табл. 8.1.4).

Таблица 8.1.4

Среднее многолетнее значение коэффициента прозрачности атмосферы $P_2 \cdot 10^2$ при $S_0 = 1{,}32$ кВт/м². Из [62]

Широта	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
40° с.	80	79	77	74	72	72	69	71	74	76	79	80
42	80	78	77	74	72	72	70	71	74	76	79	80
46	79	77	77	73	73	72	71	71	74	76	80	79
50	78	78	78	74	73	72	72	72	75	76	79	79
56	81	79	79	78	75	73	74	74	76	78	80	81
60	80	80	79	78	76	74	74	75	79	80	80	81
62		80	79	78	77	75	75	76	79	81	80	
68		82	79	80	79	77	77	79	81	80		

Для более широкого использования данных о коэффициенте прозрачности P_2 с помощью табл. 8.1.5 можно перейти от P_2 к другим характеристикам прозрачности, в частности к фактору мутности T_2, коэффициенту прозрачности P_1 для оптической массы $m = 1$, коэффициенту прозрачности для видимой области спектра (0,40—0,75 мкм) при $m = 2$ $P_{2(\text{вид})}$. В таблице приведены также значения интенсивности прямой солнечной радиации S_2, приведенные к среднему расстоянию между Землей и Солнцем и к массе атмосферы $m = 2$.

В табл. 8.1.6 приведена повторяемость состояний прозрачности атмосферы в 30-е годы, по С. И. Сивкову [71], в 60-е, по З. И. Пивоваровой [62], и в 70-е годы, по Е. Г. Кравчук [49]. Из сравнения данных 30-х и 60-х, 70-х годов видно существенное изменение прозрачности: значительно увеличилась повторяемость градаций очень низкой, сильно пониженной и пониженной прозрачности.

Повторяемость градаций нормальной и повышенной прозрачности уменьшилась в 1,5 раза. За счет этого максимум повторяемости нормальной прозрачности, который наблюдался в 30-е годы, значительно снизился.

Сравнение прозрачности атмосферы, наблюдавшейся во второй половине 60-х годов, с таковой в период с конца 50-х до начала 60-х годов показывает дальнейшее понижение прозрачности атмосферы как на станциях, расположенных вблизи городов, так и находящихся на большом удалении от них [62].

Понижение прозрачности атмосферы с годами связано с возрастанием аэрозольной мутности, которая в свою очередь обусловлена двумя факторами: влиянием вулканической (аэрозоль вулканического происхождения) и антропогенной деятельности [50, 54, 57, 62, 81, 82].

Среднее годовое снижение радиации за счет антропогенной деятельности в настоящее время составляет 0,1—0,2 % и при сохранении существующих темпов загрязнения воздуха к началу будущего столетия можно ожидать дополнительное снижение прямой солнечной радиации из-за антропогенных источников на 2 % [50].

Прозрачность атмосферы над океаном. Изучение атмосферного ослабления солнечной радиации, приходящей к поверхности океана, является задачей чрезвычайно важной, но достаточно сложной, хотя бы потому, что, кроме как на некоторых островных станциях, исследования проводятся по данным измерений на научно-исследовательских судах (НИС), осуществляющих наблюдения эпизодически в различных районах, а не по данным постоянно действующих станций.

На основании данных комплексных актинометрических измерений, проведенных на НИС «Профессор Визе», «Академик Курчатов», «Михаил Ломоносов» и на НИСП «Виктор Бугаев», «Прибой», «Пассат» в Атлантическом океане, изучено атмосферное ослабление солнечной радиации, приходящей к поверхности океана через безоблачную атмосферу в периоды выноса пыли, т. е. когда действует в основном астрономический фактор, а циркуляционный проявляется через прозрачность атмосферы [22—24].

Размещение НИС в разных точках полигона Атлантического тропического эксперимента ПИГАП (АТЭП) позволило оценить влияние выносов пыли с Африканского континента на оптические характеристики атмосферы всего исследуемого района.

Всего рассмотрено 552 случая. Распределение их по градациям интегрального коэффициента прозрачности атмосферы P_2 показано в табл. 8.1.7. Нетрудно видеть, что повторяемость P_2 оказывается асимметричной с максимумом, смещенным в область высоких значений прозрачности, т. е. относится к градации «нормальная» и отчасти «пониженная» (0,70—0,75; 0,65—0,70). Поэтому при рассмотрении дневного хода средних значений интенсивности радиации оказывается, что наибольшая точность имеет место при прозрачности, близкой к средней, т. е. при «нормальной» и «пониженной». Средней прозрачности соответствует наибольшая повторяемость числа случаев наблюдений (63,8 %).

Наблюдения проводились на НИС «Профессор Визе» в районе «моря мрака», т. е. в районе с наибольшей запыленностью атмосферы сахарским аэрозолем. Был рассмотрен характер изменения оптических свойств атмосферы в течение периода наблюдений (июнь—сентябрь) [22]. На основе анализа данных можно сделать вывод, что P_2, изменяясь внутри каждого периода наблюдений, возрастает к осени, а T_2 и τ_2 уменьшаются, т. е. атмосфера становится более чистой и прозрачной.

На рис. 8.1.3 область наибольших изменений интенсивности радиации S в зависимости от высоты Солнца $h_\odot$ над океаном в реальной атмосфере в течение дня лежит в интервале прозрачности $0{,}55 \geqslant P \geqslant 0{,}70$. Из рисунка видно, что среднее состояние атмосферы (кривые, соответствующие «нормальному» и «пониженному» состоянию прозрачности атмо-

Таблица 8.1.5

Переход от коэффициента прозрачности P_2 к другим характеристикам прозрачности. Из [62]

Характеристика прозрачности	P_2								
	0,56	0,58	0,60	0,62	0,64	0,66	0,68	0,70	0,72
T_2	5,8	5,4	5,1	4,8	4,5	4,2	3,9	3,6	3,3
P_1			0,54	0,56	0,58	0,60	0,62	0,64	0,66
P_2 (вид)			0,54	0,56	0,59	0,61	0,63	0,65	0,67
S_2 кВт/м²	0,44	0,48	0,50	0,54	0,58	0,61	0,65	0,69	0,73

Характеристика прозрачности	P_2							
	0,74	0,76	0,78	0,80	0,82	0,84	0,86	0,88
T_2	3,0	2,8	2,5	2,2	2,0	1,7	1,5	1,3
P_1	0,68	0,71	0,73	0,75	0,77	0,80	0,82	0,85
P_2 (вид)	0,70	0,72	0,74	0,76	0,78			
S_2 кВт/м²	0,77	0,81	0,85	0,90	0,94	0,99	1,04	1,09

Таблица 8.1.6

Коэффициент прозрачности в 30-е, 60-е и 70-е годы по данным [49, 62, 71]

Прозрачность	S кВт/м²	$P_2 \cdot 10^3$	T_2	1930-е [71]		1960-е [62]		1970-е [49]	
				А	Б	А	Б	А	Б
Очень низкая	<0,55	<625	>4,70	17	1	141	2	167	5
Сильно пониженная	0,55—0,64	625—674	4,70—3,95	83	4	534	12	908	11
Пониженная	0,65—0,73	675—721	3,90—3,25	840	16	1170	27	1437	28
Нормальная (средняя)	0,74—0,82	722—764	3,20—2,70	1023	47	1452	33	1850	28
Повышенная	0,82—0,91	765—805	2,65—2,20	658	30	936	21	1168	24
Высокая	>0,91	>842	<2,20	47	2	168	4	189	5

Примечание. А — число наблюдений, Б — повторяемость (% от общего числа наблюдений).

Таблица 8.1.7

Повторяемость интегрального коэффициента P_2 по градациям. Из [22]

Градации прозрачности	P_2	Число случаев средних за полдень значений						Всего по градациям	
		„Виктор Бугаев"	„Профессор Визе"	„Прибой"	„Пассат"	„Академик Курчатов"	„Михаил Ломоносов"	число случаев	%
Высокая	0,75—0,80	1	4	2	—	3	12	22	4,2
Нормальная	0,70—0,75	5	21	16	39	35	62	178	34,2
Всего, число случаев/% от общего числа случаев		6/26	25/37	18/14	39/43	38/39	74/76		
Пониженная	0,65—0,70	18	15	22	34	44	21	154	29,6
Сильно пониженная	0,60—0,65	16	12	50	18	15	3	114	21,9
Низкая	0,55—0,60	3	8	35	1	—	—	46	8,8
Очень низкая	<0,55	—	7	—	—	—	—	7	1,3
Всего, число случаев/% от общего числа случаев		37/74	42/63	107/86	53/57	59/61	24/24	521	100

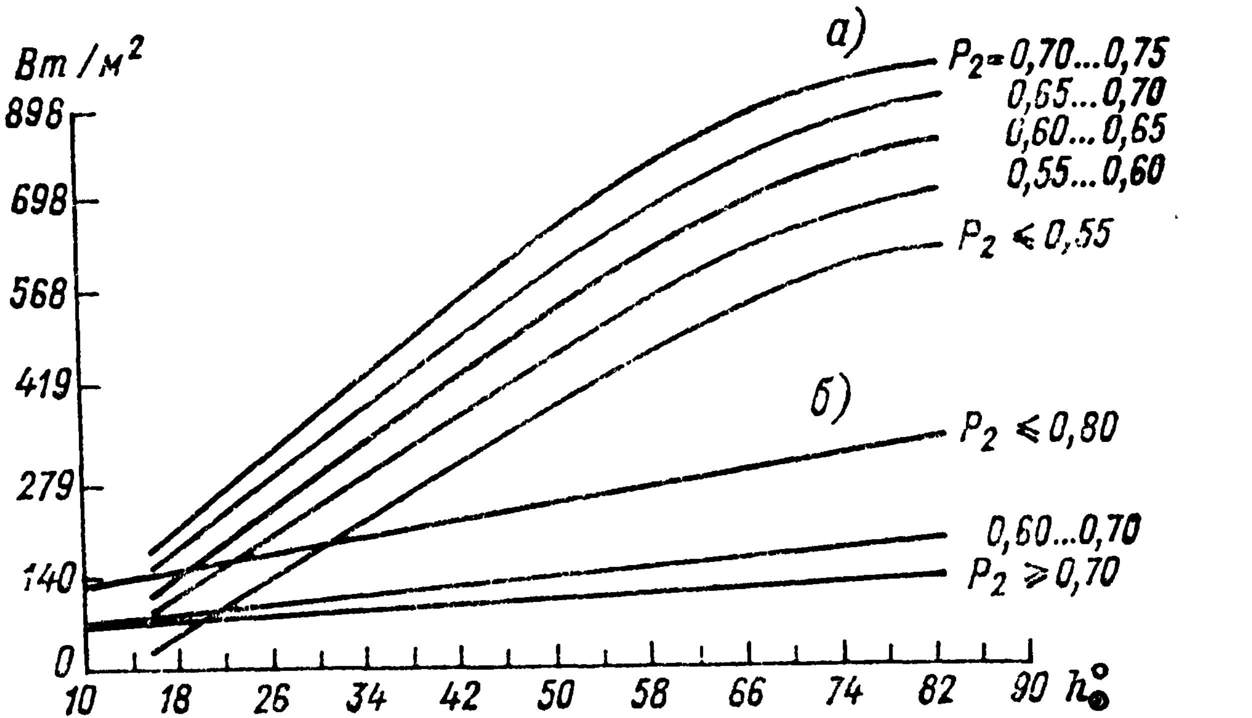


Рис. 8.1.3. Зависимость интенсивности радиации от высоты Солнца $h_\odot$ и прозрачности атмосферы P_2. Из [22].
а — прямая радиация, *б* — рассеянная радиация.

сферы) находится не в середине этой области, а несколько смещено к ее верхней границе. Объясняется это тем, что за нормальное состояние прозрачности было принято не среднее из возможных, а наиболее часто наблюдаемое.

Полученные данные позволили построить формулы, описывающие зависимости (см. рис. 8.1.3) интенсивности прямой (S) и рассеянной (D) солнечной радиации от высоты Солнца ($h_\odot$):

$$S = -a + bh_\odot + ch_\odot^2 + dh_\odot^3, \qquad (8.1.3)$$

$$D = A + Bh_\odot, \qquad (8.1.4)$$

где коэффициенты a, b, c, d и A, B определены для различных интервалов интегрального коэффициента прозрачности атмосферы P_2, приведенного к массе $m = 2$ (т. е. $h_\odot = 30°$) и при Солнце ($\odot^2$). Ниже приведены вычисленные коэффициенты для уравнений (8.1.3) и (8.1.4) для акватории Баренцева моря, западной части Карского моря и частично для территории Центральной Арктики:

P_2	0,70—0,75	0,65—0,70	0,60—0,65	0,55—0,60	0,50—0,55
$a \cdot 10^2$	5,61	4,87	8,05	8,91	22,69
$b \cdot 10^2$	1,605	1,174	1,234	1,047	1,527
$c \cdot 10^2$	1,78	2,37	1,91	1,60	0,39
$d \cdot 10^2$	2,17	2,41	2,05	1,57	0,72

P_2	$\geqslant$0,70	0,60—0,70	$\leqslant$0,60
$A \cdot 10^2$	8,75	7,71	13,84
$B \cdot 10^2$	0,125	0,229	0,416

Спектральная прозрачность атмосферы является важной физической характеристикой атмосферы. На основе данных ее измерений рассчитываются такие важные составляющие атмосферы, как суммарное содержание озона, общее содержание оксида и диоксида углерода, водяного пара, диоксида азота и других малых составляющих, а также спектральная оптическая плотность атмосферного аэрозоля и некоторых видов облаков, спектральный показатель ослабления и микроструктура аэрозоля.

В отличие от интегральной прозрачности атмосферы, измеряемой на актинометрических станциях, спектральная прозрачность является однозначной характеристикой оптических свойств атмосферы, не подверженной осложняющему влиянию эффекта Форбса.

Регулярные сведения о спектральной прозрачности атмосферы и о закономерностях ее изменения во времени и пространстве позволяют при наличии данных о составе атмосферы рассчитать поглощенную атмосферой в разных участках спектра энергию солнечного излучения и энергию, поступающую к земной поверхности, без чего невозможны полноценные исследования динамики атмосферы и прогнозирования погоды. Сведения о спектральной прозрачности атмосферы необходимы для оценки продуктивности фотосинтеза и урожайности сельскохозяйственных культур, а также для выбора мест строительства астрономических станций и обсерваторий.

На основании данных наблюдений за спектральной прозрачностью осуществляется контроль за аэрозольным загрязнением атмосферы, вызываемым как антропогенными, так и естественными факторами (вулканические извержения, пыльные бури, крупные пожары).

В настоящее время в СССР и за рубежом созданы и действуют наземные сети станций для регулярного измерения спектральной прозрачности и оптической плотности атмосферного аэрозоля. При этом следует учитывать, что эти измерения производятся только с земной поверхности.

На советской сети станций по измерению спектральной прозрачности и оптической плотности, организованной Главной геофизической обсерваторией им. А. И. Воейкова, установлены приборы М-83, которые позволяют измерять эти характеристики в шести участках ультрафиолетовой и видимой области спектра. В результате обработки данных наблюдений была выявлена значительная их изменчивость как во времени, так и в пространстве, а также исследована зависимость этих характеристик от длины световой волны.

В настоящее время продолжается накопление данных о спектральной прозрачности и оптической плотности атмосферного аэрозоля с целью изучения климатологических и иных закономерностей этих величин.

8.2. ГЕОГРАФИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВЛЯЮЩИХ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА

8.2.1. Распределение суммарной радиации на земном шаре

Распределение суммарной солнечной радиации на земном шаре представлено на рис. 8.2.1, из которого следует, что средние суточные годовые значения этой величины меняются в пределах от <6 до >22 МДж/м².

Наибольшие значения как на суше, так и на океанах приурочены к поясам высокого давления северного и южного полушария. По направлению к высоким широтам значения суммарной радиации уменьшаются, некоторое понижение характерно также для экваториальных широт, что связано с большой повторяемостью пасмурного состояния неба в течение всего года [6, 9, 10].

Ход изолиний суммарной радиации носит в основном зональный характер, который существенно нарушается неравномерным распределением облачности. Нарушение зональности имеет место:

а) в умеренных широтах обоих полушарий, где интенсивно развита циклоническая деятельность (западное побережье Канады, север Европы, юго-западное побережье Южной Америки и др.);

б) в восточных районах тропических зон океанов под влиянием пассатных инверсий и холодных морских течений;

в) в областях действия мусонной циркуляции (Индостан, восточное побережье Азии, северо-запад Индийского океана).

Сведения о широтном изменении годовых значений суммарной радиации, поступающей к основным подстилающим поверхностям Земли, приведены в таблице 8.2.1. Из нее следует, что максимальные значения относятся к тропическим зонам; поверхность Земли в целом в среднем за сутки получает 16,3 МДж/м².

Совместный анализ данных о суммарной радиации, поступающей к поверхности Земли при безоблачном небе и реальных условиях, позволил оценить влияние облачности на ее приход.

Области, где атмосфера пропускает наибольшее количество солнечной радиации, располагаются в тропических, а для большей части года и в субтропических широтах земного шара (более 80—90 %). Наименьшую долю возможной суммарной радиации при безоблачном небе (менее 40—50 %) получают в отдельные сезоны западные побережья континентов в полярных и умеренных широтах, а также экваториальные области и районы, подверженные действию летней муссонной циркуляции [8].

В целом за год к поверхности земного шара, за исключением северо-западных областей Европы, Северной Америки, южной оконечности Южной Америки и небольших районов экваториальной зоны, поступает больше половины радиации, возможной при условии безоблачного неба.

Характер межгодовой изменчивости суммарной радиации на континентах северного полушария можно установить на

Таблица 8.2.1

Широтное распределение средних суточных значений суммарной солнечной радиации (МДж/м²). Год

Широтная зона	Суша	Океан	Поверхность Земли
90—80° с.	8,7	8,0	8,2
80—70	9,0	8,0	8,4
70—60	9,6	8,6	9,4
60—50	11,5	10,3	11,0
50—40	14,6	13,0	13,9
40—30	17,8	16,3	17,0
30—20	20,1	19,3	19,6
20—10	20,8	20,3	20,4
10—0	18,1	20,3	19,9
0—10° ю.	17,2	20,8	20,0
10—20	18,9	20,3	20,0
20—30	19,9	18,9	19,1
30—40	18,5	16,5	16,6
40—50	14,0	13,3	13,3
50—60	9,9	10,0	10,0
60—70	11,1	8,5	8,8
70—80	11,4	8,8	10,6
80—90	11,2		11,2
Земля в целом	15,8	16,5	16,3

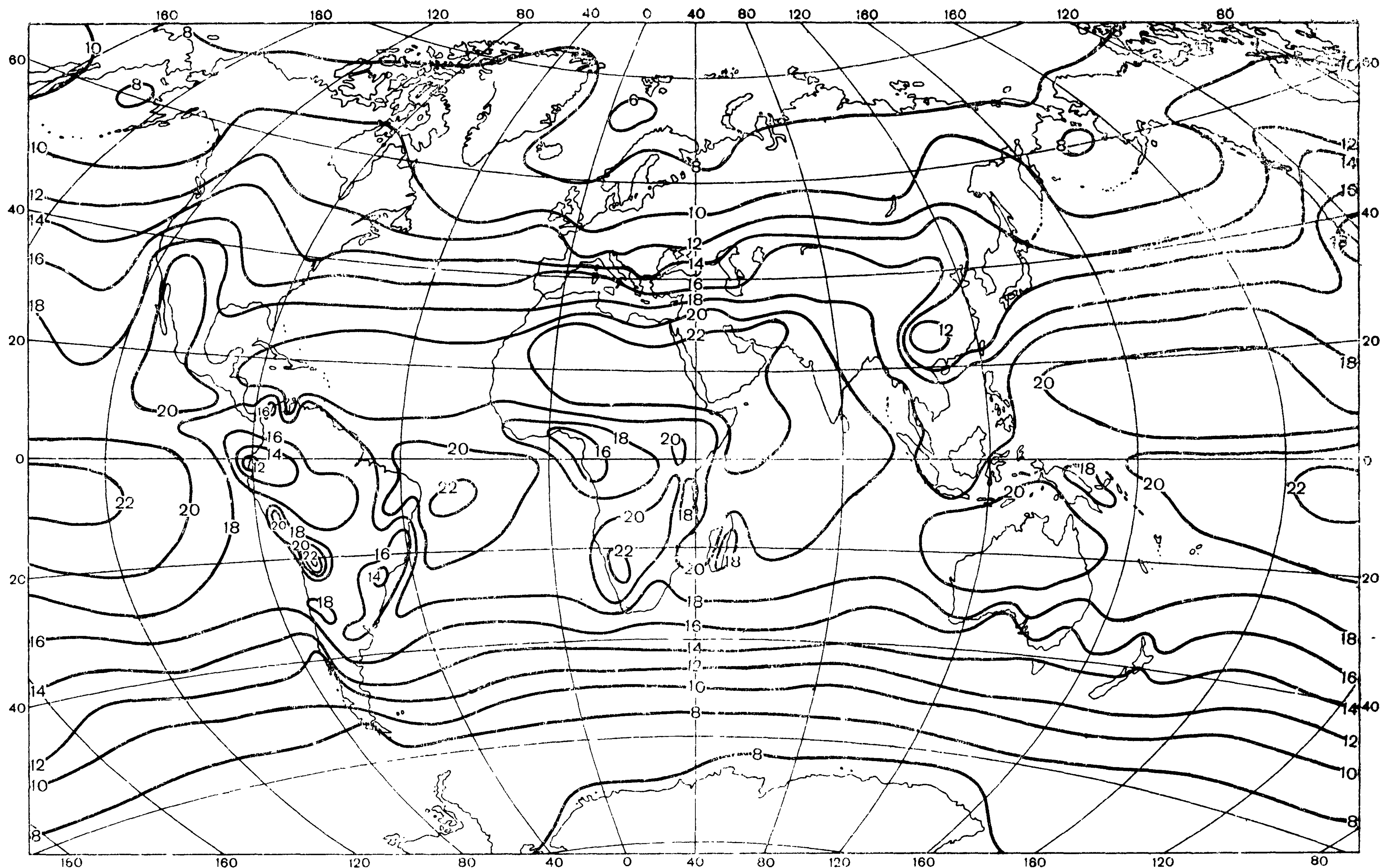


Рис. 8.2.1. Суммарная солнечная радиация (МДж/м²). Год.

основании рис. 8.2.2, на котором даны карты распределения среднего квадратического отклонения σ суммарной радиации для центральных месяцев сезонов года. В течение года значения σ изменяются в диапазоне 2 МДж/м² $< \sigma <$ 0,5 МДж/м². Значения σ в пределах одной градации занимают обширные области особенно зимой и летом. В переходные сезоны, когда климатическая изменчивость в большинстве случаев увеличивается, отмечается не только возрастание значений σ, но и появление замкнутых изолиний с различными градациями σ.

Коэффициенты вариации средних месячных значений суммарной радиации (C_v), исключающие влияние широты, изменяются в течение года незначительно. При этом они особенно устойчивы в тропических и экваториальных широтах, составляя 5—7 %.

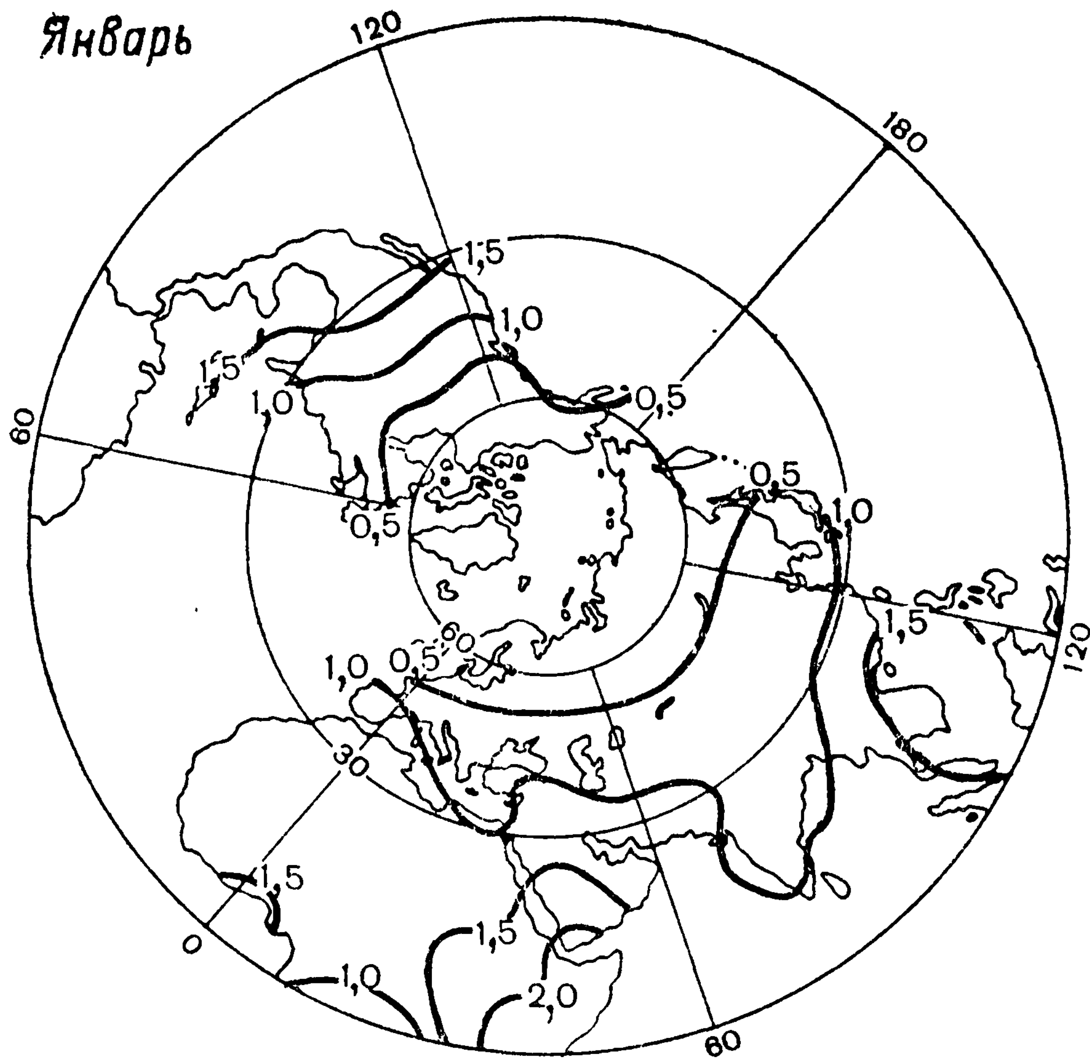
В умеренных широтах C_v возрастает до 10—12 % и только в приполярных областях зимой, когда значение суммарной радиации мало, C_v превосходит 20 %. Попутно следует отметить, что значения изменчивости, полученные по данным о суточных суммах суммарной радиации, в три раза превосходят изменчивость месячных значений.

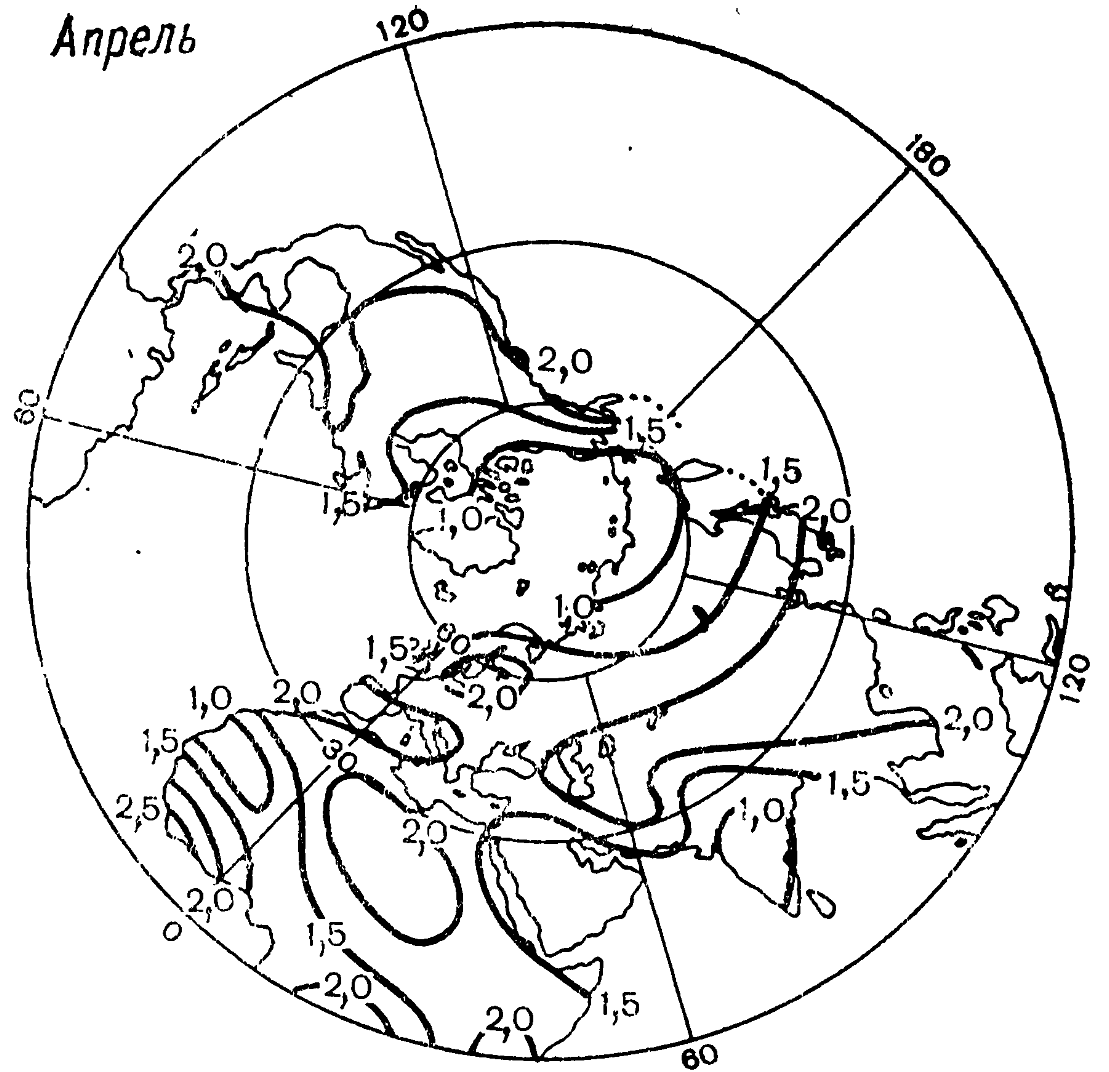
8.2.2. Распределение прямой, рассеянной и суммарной радиации на территории СССР

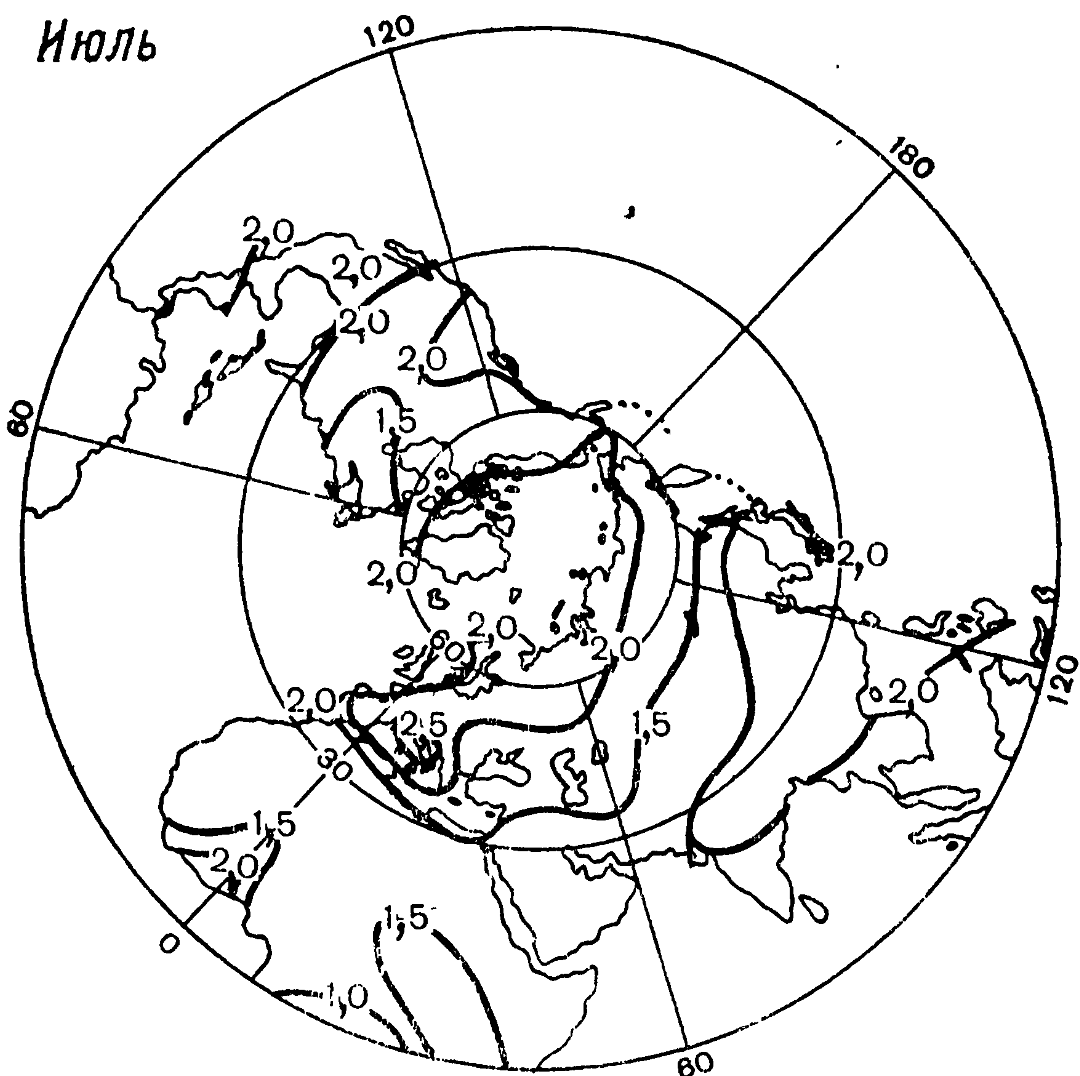
Особенности месячного прихода суммарной, прямой и рассеянной радиации при средних условиях облачности на территории СССР показаны на картах распределения этих характеристик по сезонам. Зимой (рис. 8.2.3) преобладающее влияние на распределение всех видов радиации оказывает астрономический фактор, и поэтому ход изолиний на картах имеет в основном широтный характер. Наблюдается довольно равномерное увеличение радиации с севера на юг.

К весне зональность нарушается, так как преобладающим становится циркуляционный фактор. Его влияние на приход радиации проявляется через облачность. В апреле (рис. 8.2.4) в распределении суммарной и прямой радиации имеется общая тенденция в направлении изолиний с юго-запада на северо-восток. Это наглядно демонстрирует практически одинаковый месячный приход солнечной радиации в южных районах (включая Крым и Кавказ) и в северо-восточных районах (бассейн Колымы и Чукотка). Наименьшие суммы радиации отмечаются на европейской части СССР (ЕЧС), за исключением крайних южных и юго-восточных районов, и на севере Западной Сибири; наибольшие — в Средней Азии и на северо-востоке азиатской части СССР (АЧС). Низкий месячный приход солнечной радиации на ЕЧС связан со значительным влиянием влажных воздушных масс, поступающих с Атлантики и усиливающих циклоническую деятельность, а также с уменьшением прозрачности атмосферы, обусловленным в основном аэрозольной составляющей ослабления радиации. Уменьшение суммарного прихода солнечной радиации происходит как за счет прямой, так и за счет рассеянной радиации (см. рис. 8.2.4 *в*). При общем повышении влагосодержания воздуха и количества аэрозоля антропогенного происхождения можно было бы ожидать увеличения радиации на ЕЧС, однако этого не наблюдается. Месячные суммы рассеянной радиации здесь являются наиболее низкими по сравнению с таковыми для остальной территории. Это можно объяснить различиями как в плотности облачного покрова, так и в подстилающей поверхности в умеренных и северных широтах ЕЧС и АЧС из-за неодинаковых сроков схода снежного покрова. Известно, что высокое альбедо снежного покрова и вторичное рассеяние отраженной радиации приводит к увеличению суммарной радиации на 10—15 %, что для рассеянной радиации составляет значительно большую добавку. Повышенные значения месячных сумм прямой радиации на северо-востоке АЧС являются результатом сочетания таких условий, как высокая прозрачность атмосферы, большая повторяемость ясного неба и продолжительность дня. Увеличение рассеянной радиации благодаря наличию снежного покрова вместе с прямой радиацией способствует возрастанию суммарного прихода радиации.

Распределение суммарной и прямой радиации в июле также имеет общие черты (рис. 8.2.5). В умеренных широтах на картах сохраняется направление изолиний с юго-запада на северо-восток. Как и в апреле, на ЕЧС месячный приход прямой и суммарной радиации ниже, чем на АЧС, особенно по сравнению с ее восточными районами. Основная причина этого заключается в различной прозрачности атмосферы. Отмечается четко выраженное повышение рассеянной радиации на ЕЧС за счет аэрозоля антропогенного происхождения. Низкие значения суммарной радиации говорят о том, что в данном случае рост рассеянной радиации не компенсирует уменьшение прямой. В зоне 50—55° с. ш (восточная часть ЕЧС, Казахстан и Западная Сибирь) наблюдается резкое увеличение градиента как прямой, так и суммарной радиации, указывающее на интенсивный рост месячных сумм ра-







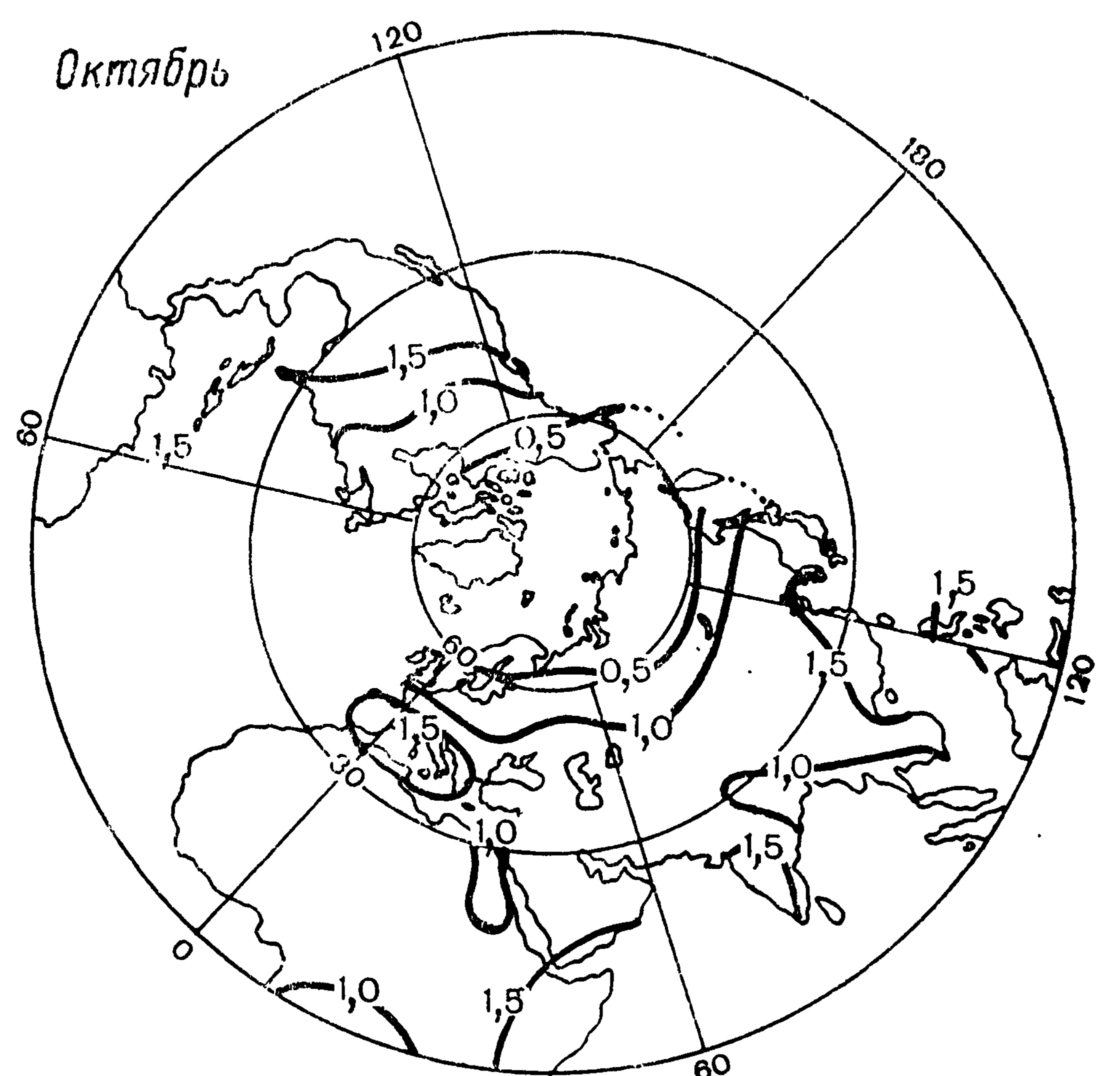
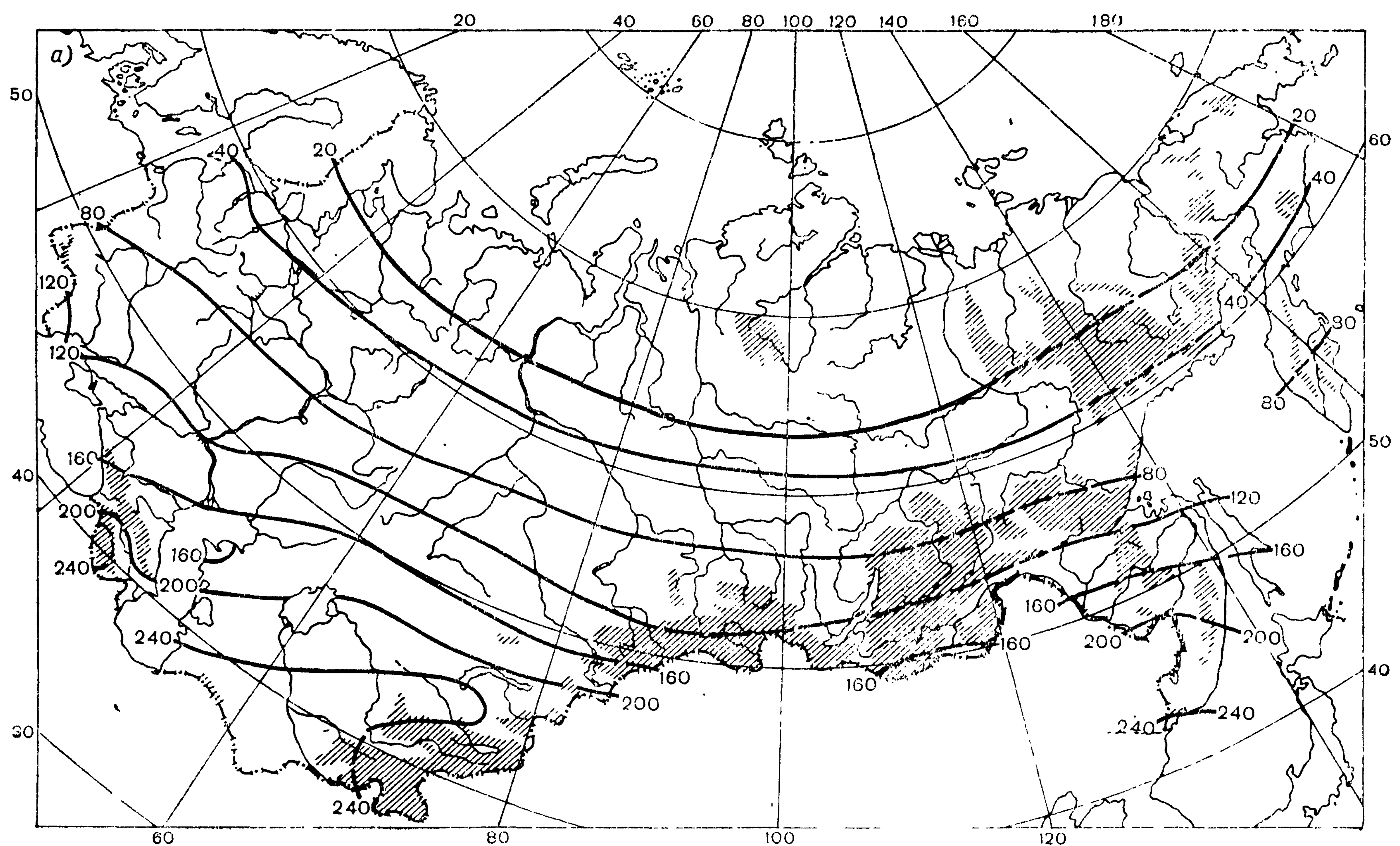
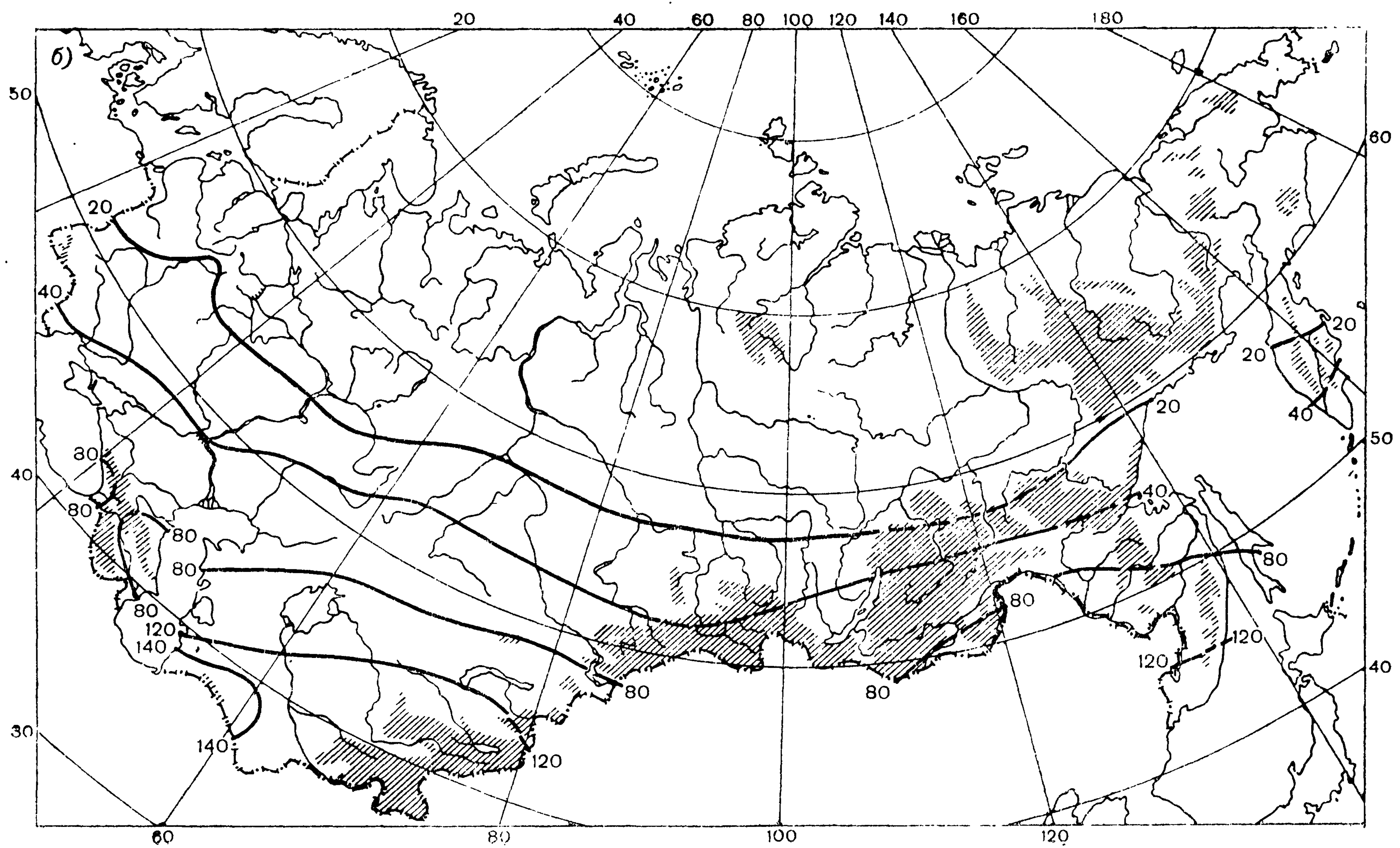


Рис. 8.2.2. Среднее квадратическое отклонение σ суммарной радиации (МДж/м²). Из [7].
Изолинии проведены через 0,5 МДж/м².





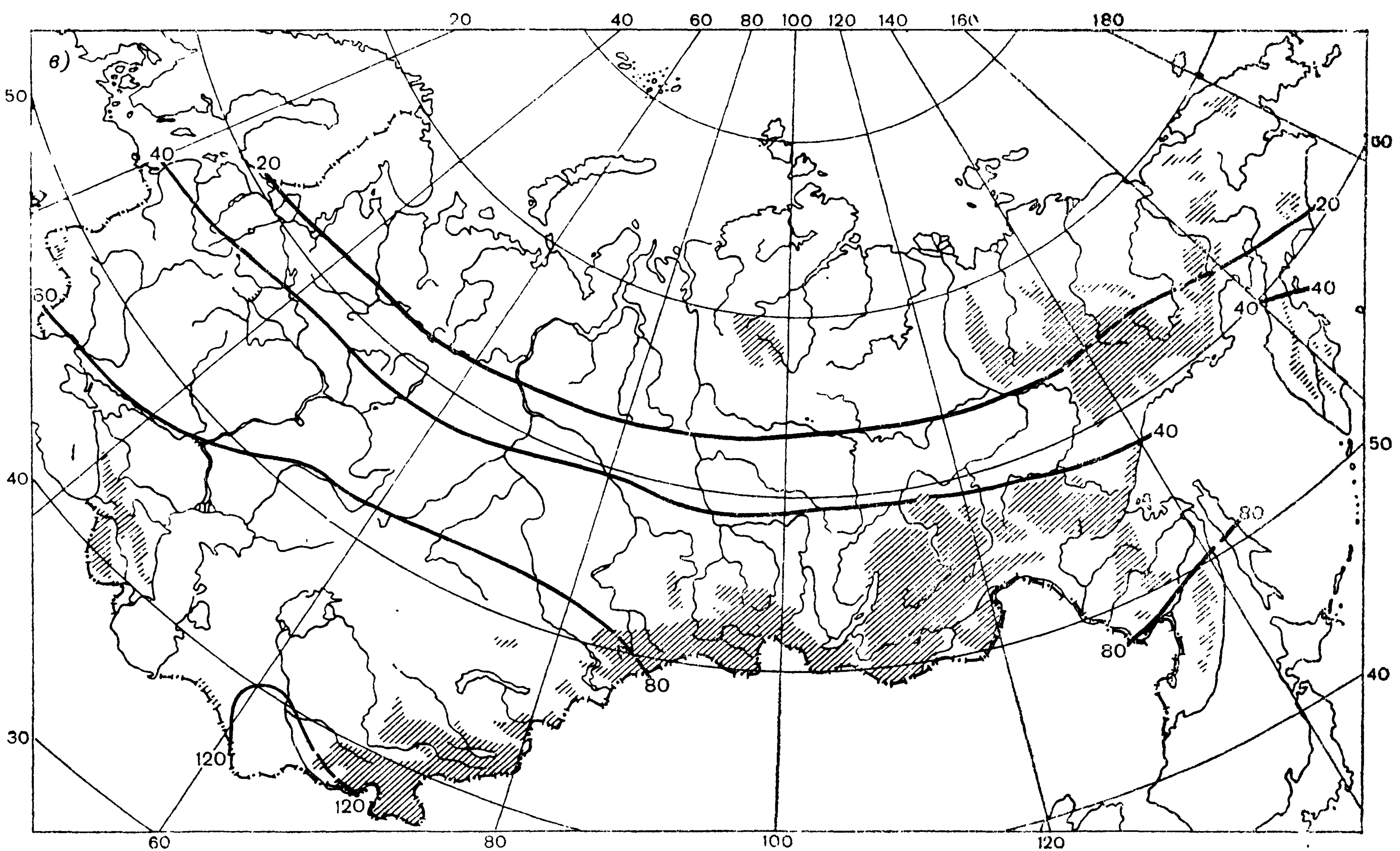
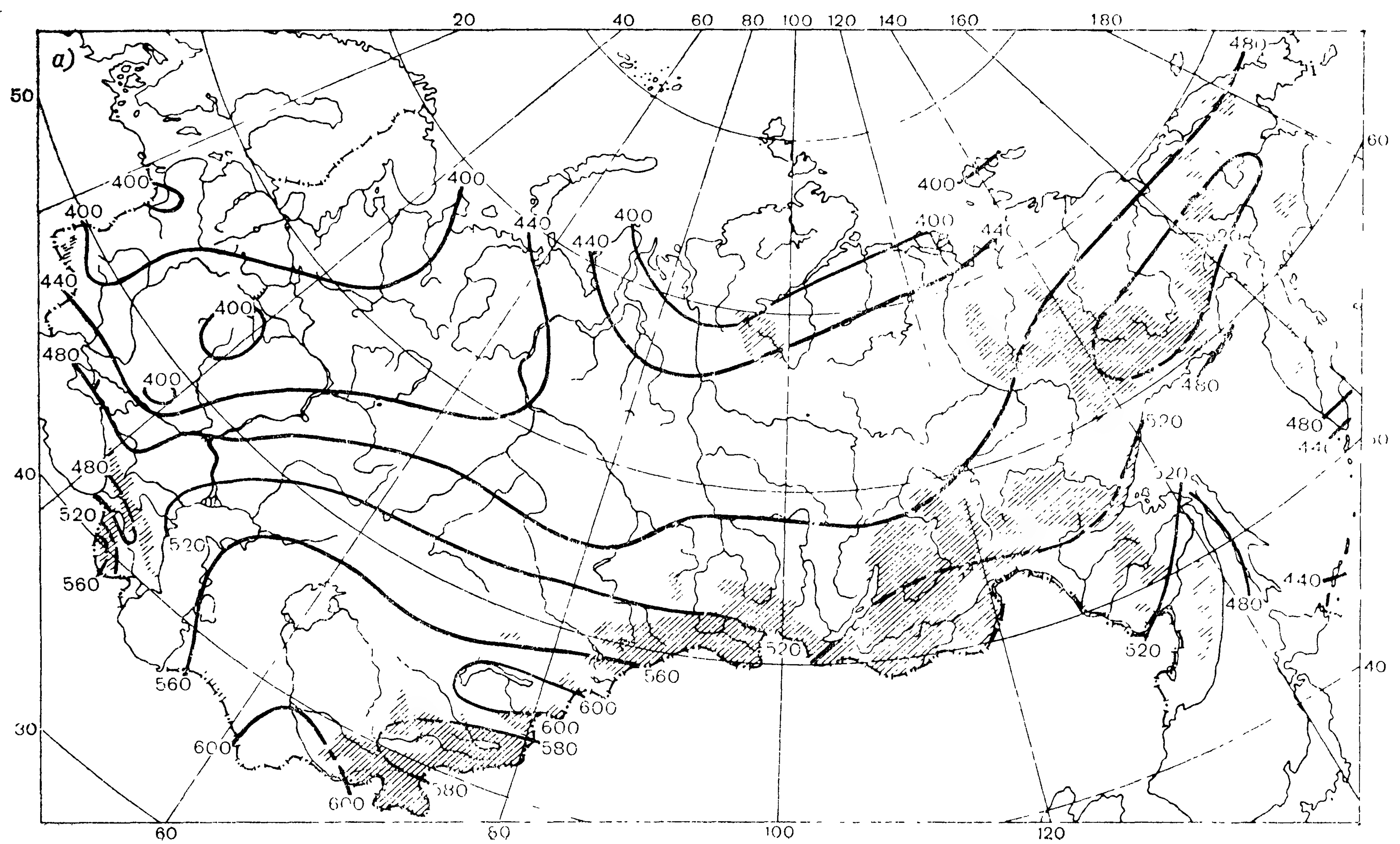
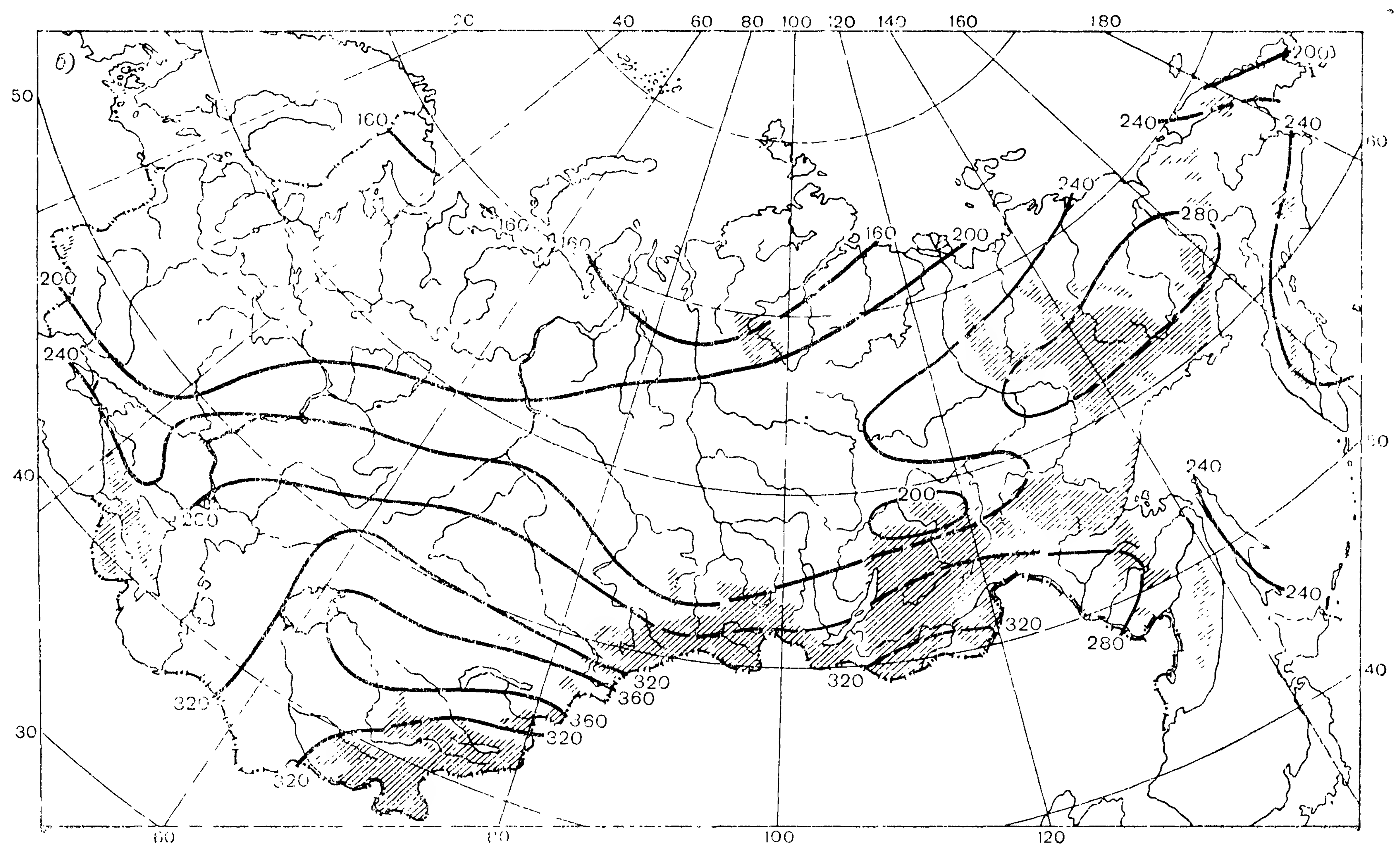


Рис. 8.2.3. Средняя многолетняя сумма суммарной солнечной радиации (МДж/м²) (*а*), прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность (*б*) и рассеянной солнечной радиации (*в*). Январь.



а)
20
40
60
80
100
120
140
160
180
50
40
30
60
80
100
120
400
440
480
520
560
600
580



б)
40
60
80
100
140
160
180
50
40
30
60
100
120
160
200
240
280
320
360

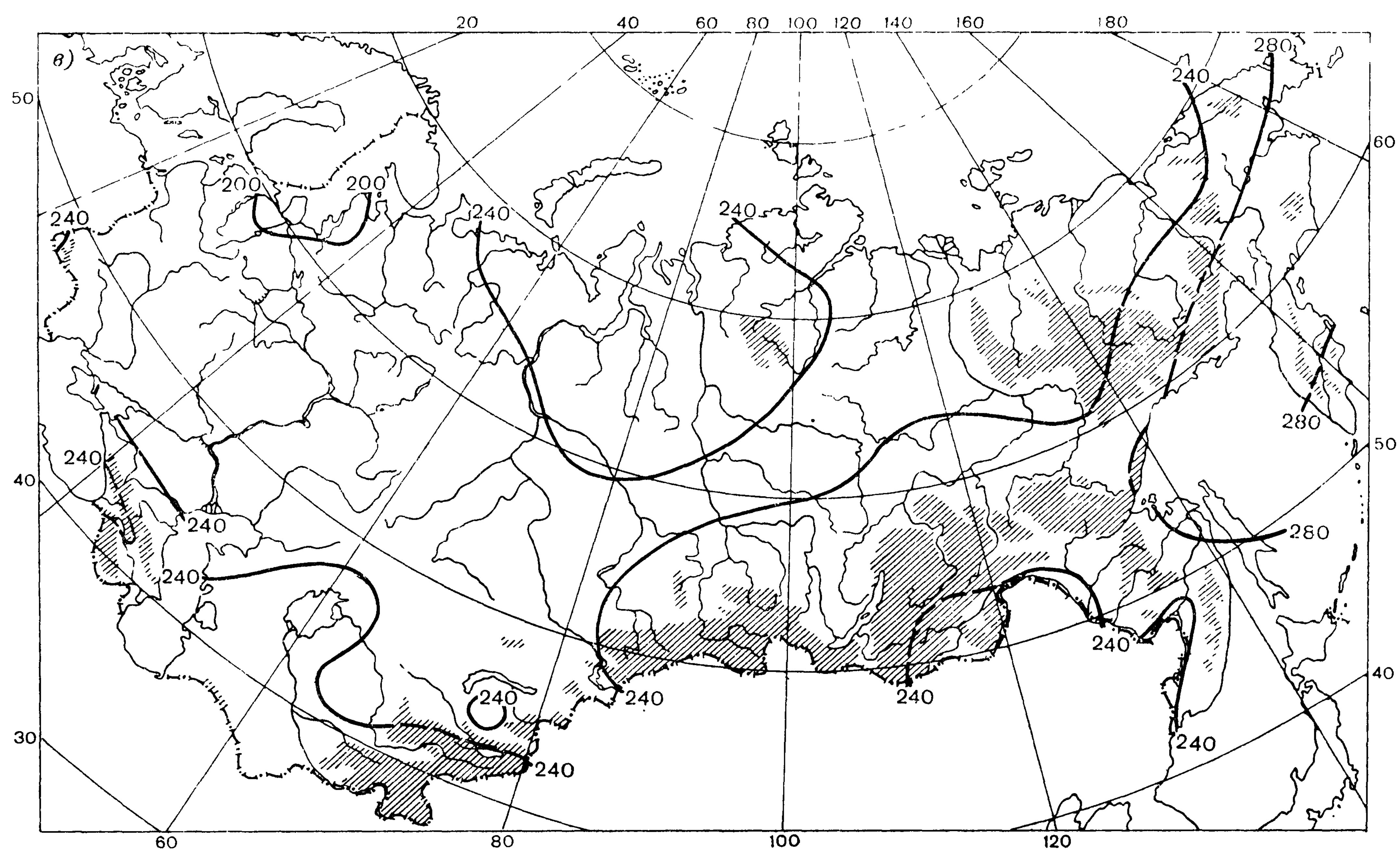
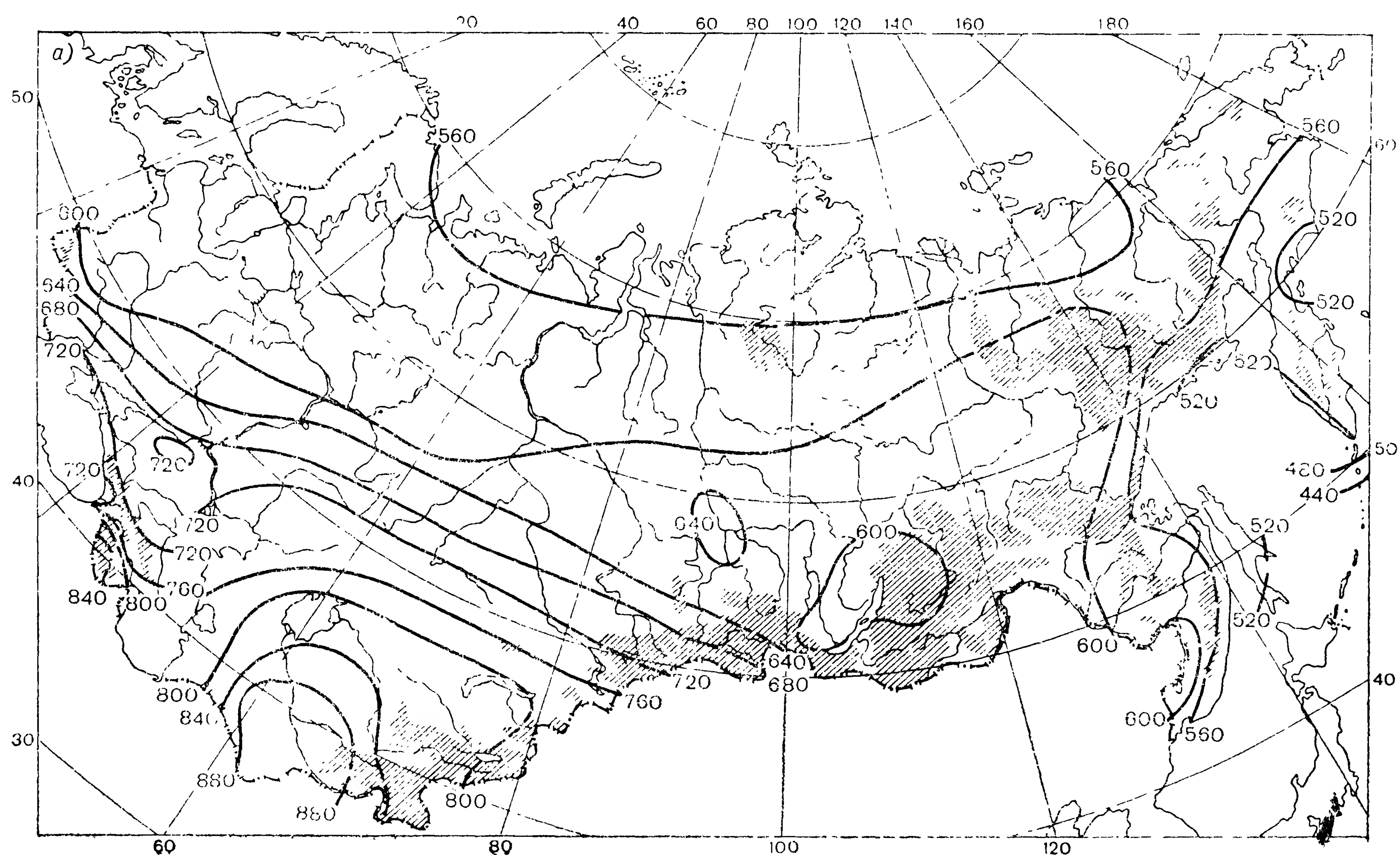
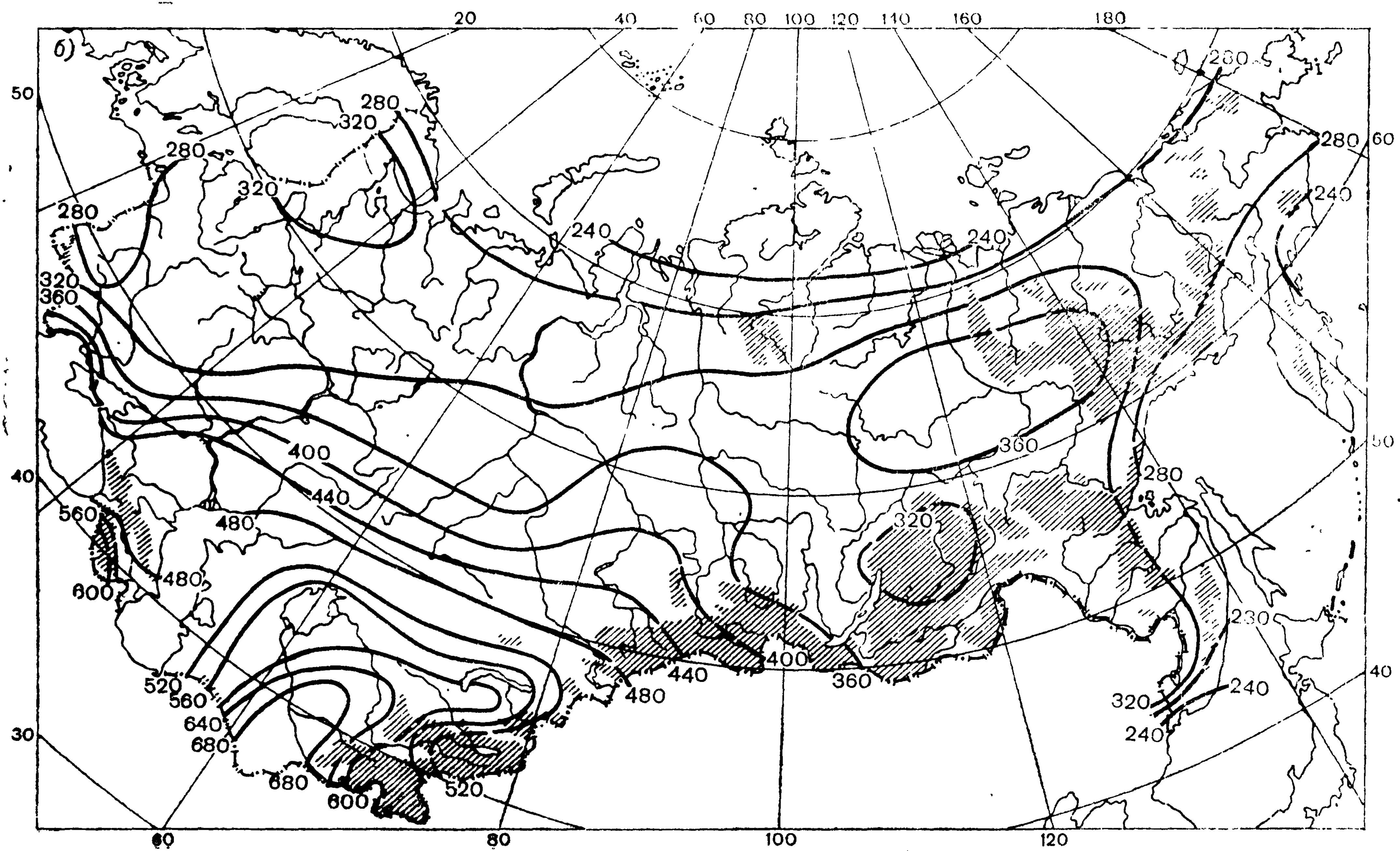


Рис. 8.2.4. Средняя многолетняя месячная сумма суммарной солнечной радиации (МДж/м²) (*а*), прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность (*б*) и рассеянной солнечной радиации (*в*). Апрель.





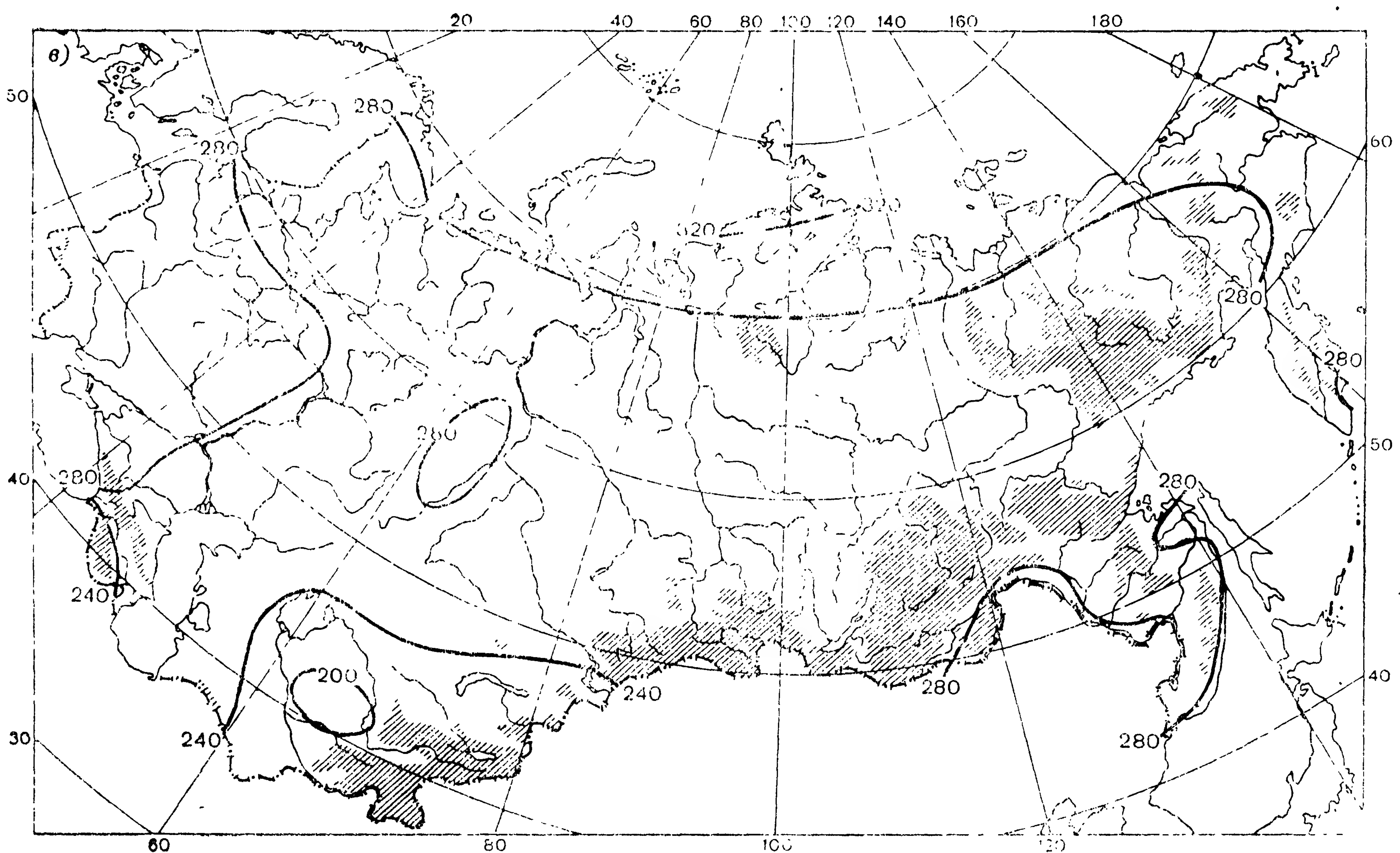
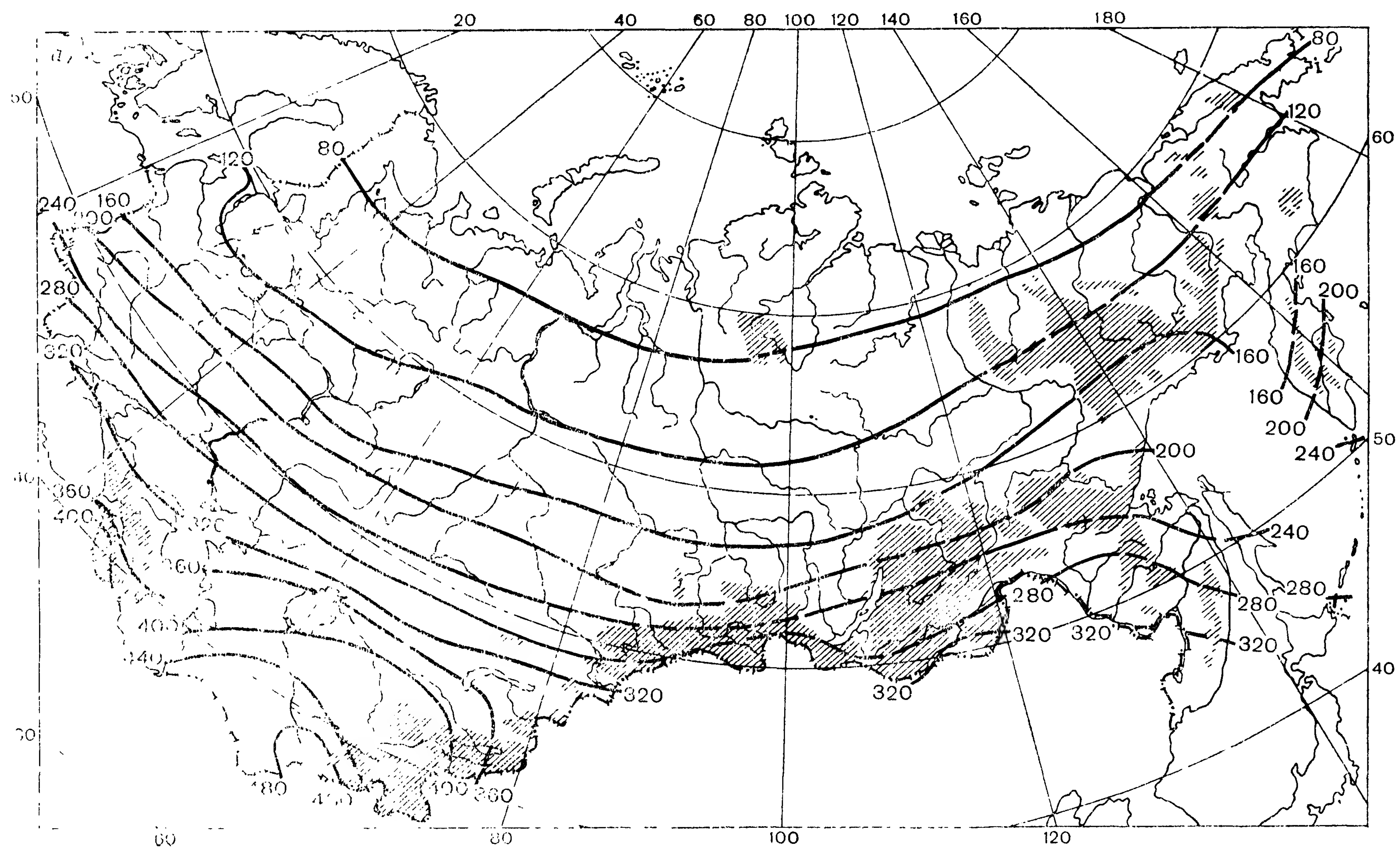
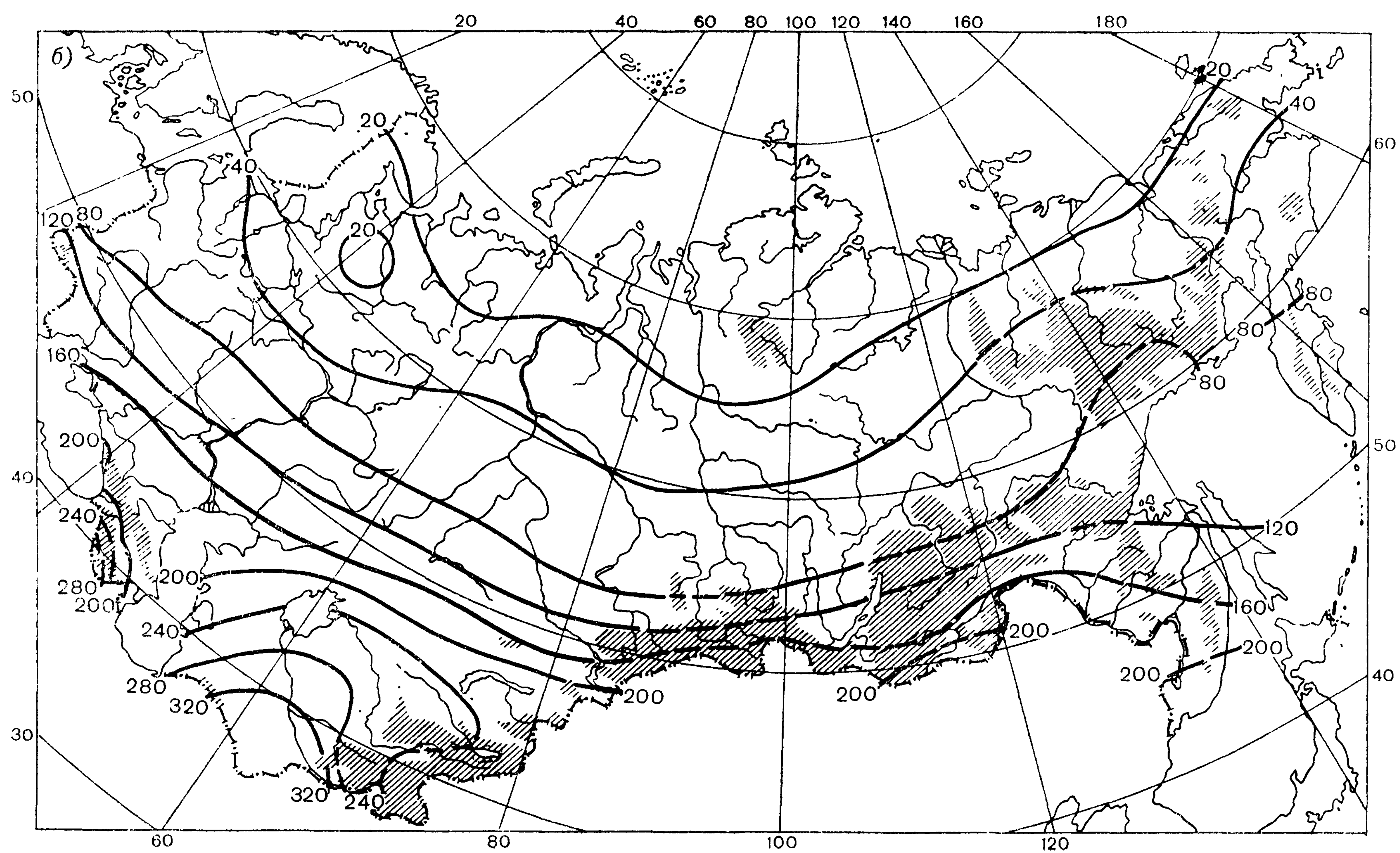


Рис. 8.2.5. Средняя многолетняя месячная сумма суммарной солнечной радиации (МДж/м^2) (*а*), прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность (*б*) и рассеянной солнечной радиации (*в*). Июль.


20
40
60
80
100
120
140
160
180
80
120
60
160
200
240
280
320
360
400
50
40
200
240
280
320
80
100
120


б)
20
40
60
80
100
120
140
160
180
50
40
30
60
20
40
80
120
160
200
240
280
320
200
80
100
120

as 46

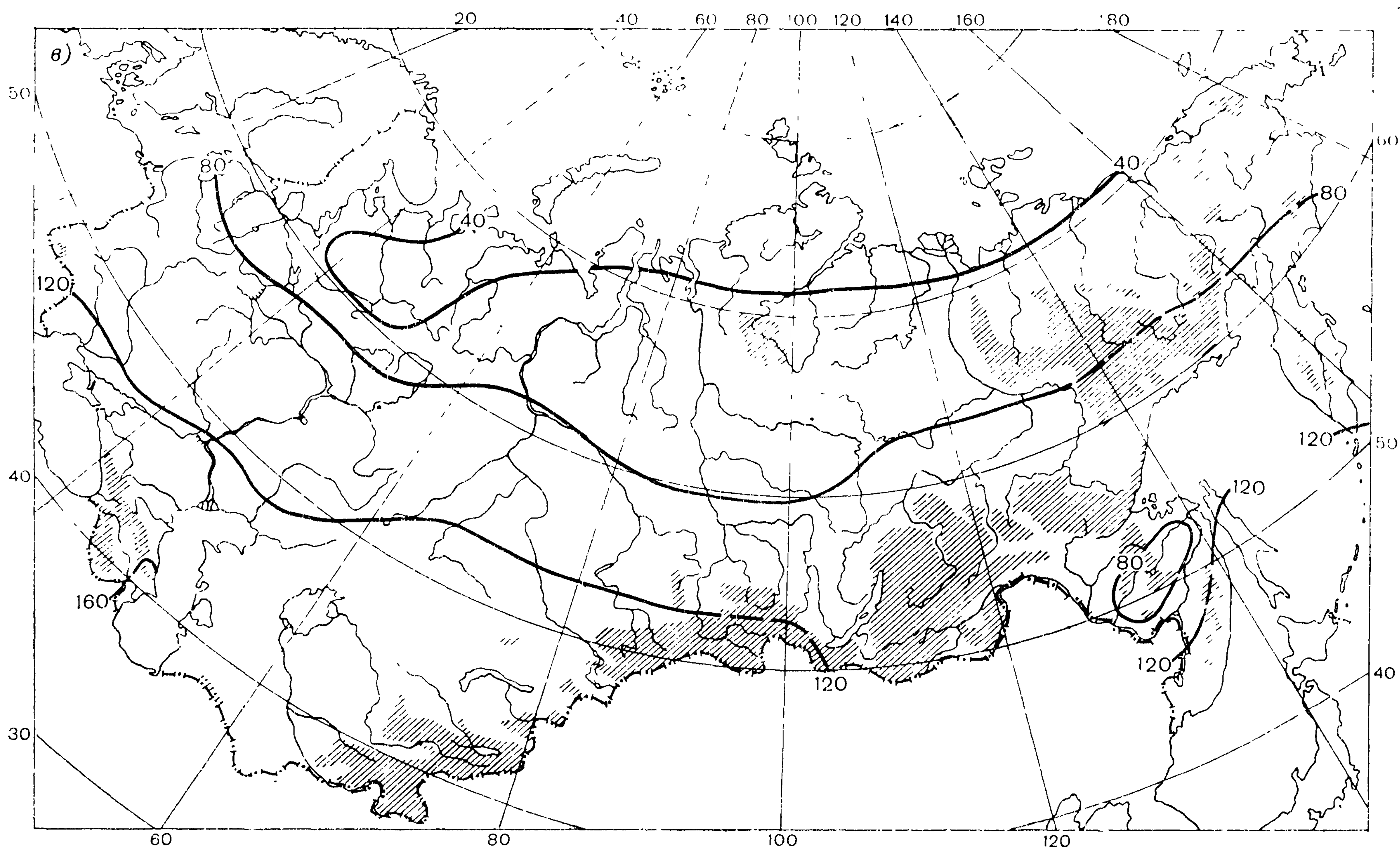


Рис. 8.2.6. Средняя многолетняя месячная сумма суммарной солнечной радиации (МДж/м²) (*а*), прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность (*б*) и рассеянной солнечной радиации (*в*). Октябрь.

диации в южном направлении. Вдоль северного и восточного побережий приход прямой и суммарной радиации понижен из-за увеличения облачности. На севере это связано с усилием циклонической деятельности на полярном фронте, на востоке — с влиянием муссона. Относительно высокие суммы рассеянной радиации в этой зоне (увеличение влагосодержания воздуха и облачности) так же, как и на ЕЧС, не компенсируют снижение прямой радиации (см. рис. 8.2.5 *б*).

В октябре (рис. 8.2.6) распределение радиации становится близким к широтному и сохраняется в течение всей зимы. Наличие большого градиента суммарной и прямой радиации говорит о резком различии месячных сумм радиации на севере и юге (в 6—7 раз в суммарной радиации, в 16—20 раз в прямой).

Годовые суммы прямой и суммарной радиации на территории СССР в целом изменяются в широтном направлении (рис. 8.2.7). Некоторое нарушение широтности связано с уменьшением радиации на ЕЧС и увеличением на северо-востоке АЧС. Эту особенность иллюстрирует рис. 8.2.8, где показан вклад годовой суммы рассеянной радиации (а, следовательно, и прямой) в суммарную. Очень наглядно она выражена и в годовом приходе радиации поступающей на нормальную поверхность. Рисунок 8.2.9 отражает максимально возможные потенциальные запасы солнечной радиации для средних условий облачности.

8.2.3. Географическое распределение средних многолетних характеристик альбедо подстилающей поверхности

На рис. 8.2.10 показано распределение средних многолетних месячных значений альбедо, средних квадратических отклонений и коэффициентов вариации месячных значений альбедо. Для построения этих карт были использованы результаты многолетних наблюдений на актинометрической сети СССР.

В силу того что наземные актинометрические наблюдения дают возможность оценить альбедо только небольших участков земной поверхности, попадающих в поле зрения измерительного прибора, эти карты носят несколько схематический характер.

8.2.4 Распределение радиационного баланса на территории СССР

В распределении месячных значений радиационного баланса по территории СССР к факторам, наиболее сильно влияющим прямо и косвенно через снежный покров, относятся широта местности, высота над уровнем моря и общее увлажнение территории. От них зависит эффективное излучение и альбедо. В целом для территории СССР месячные значения радиационного баланса возрастают в течение всего года с уменьшением широты. Карты распределения радиационного баланса по территории СССР приведены в [62]. К сожалению, более современных карт радиационного баланса, чем те, которые приведены на рис. 8.2.3—8.2.9, к настоящему времени нет. Однако сопоставление месячных значений радиационного баланса, приведенных в Научно-прикладном справочнике по климату СССР, с данными [62] подтверждает, что, несмотря на некоторые уточнения, общие закономерности в распределении сохраняются. Для отдельных сезонов характерны следующие особенности распределения радиационного баланса.

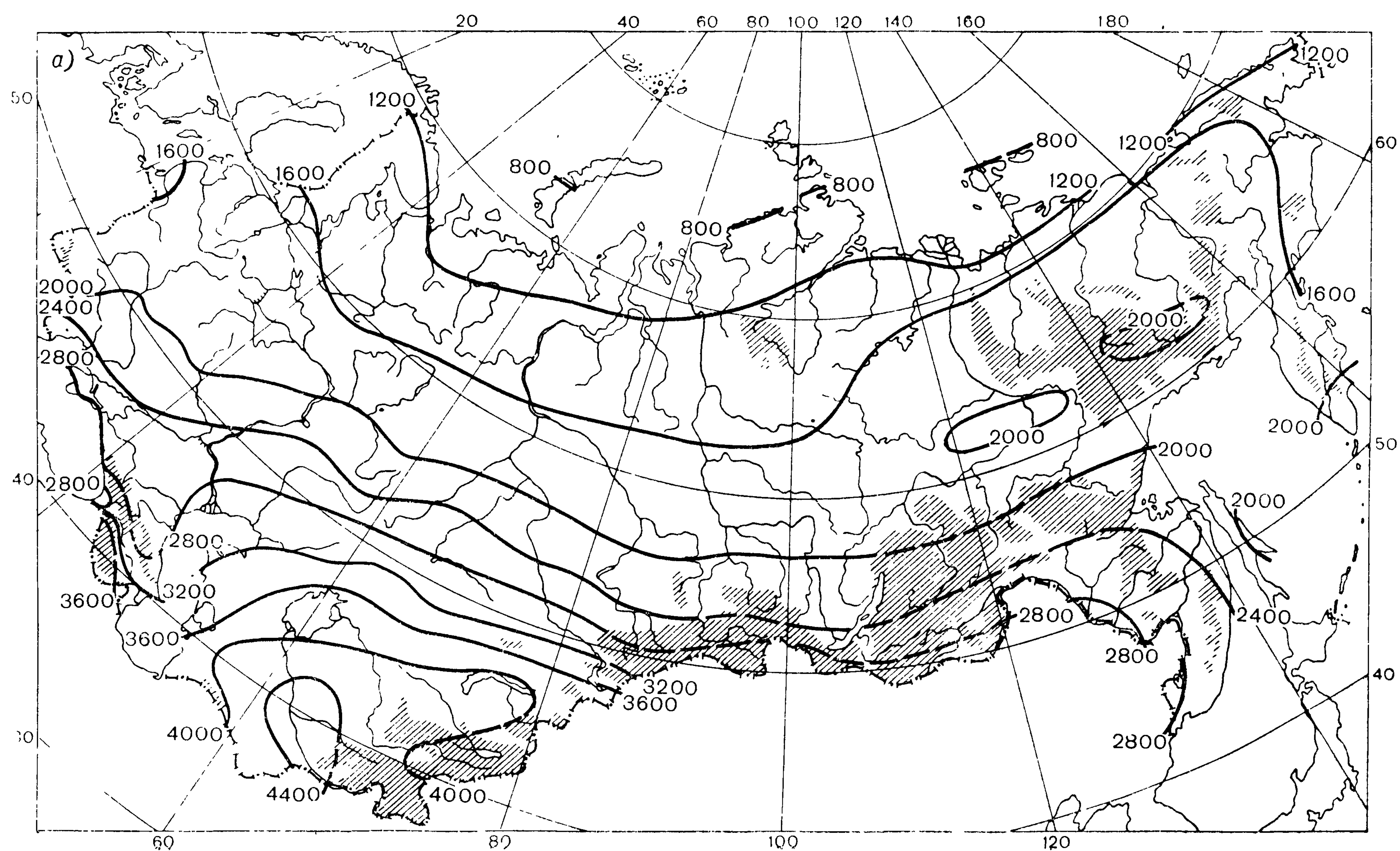
Для радиационного баланса за зимний сезон на территории СССР можно принять период ноябрь—февраль, когда на большей части территории радиационный баланс имеет отрицательные значения. В этот период распределение радиационного баланса в умеренных широтах сильно отличается от широтного. На северо-западе ЕЧС под влиянием западного переноса и связанной с ним большой облачности и в Восточной Сибири под влиянием устойчивого антициклона и связанных с ним инверсий отрицательные значения месячных сумм баланса уменьшаются. К югу от 50° с. ш. распределение радиационного баланса близко к широтному.

Переходный сезон от зимы к лету включает в себя три месяца: март, апрель, май. Распределение радиационного баланса в эти месяцы определяется в основном радиационными свойствами подстилающей поверхности (альбедо). При общем увеличении радиационного баланса с севера на юг в юго-западных районах Средней Азии в апреле и мае радиационный баланс меньше, чем в окружающих районах, из-за большого эффективного излучения.

Летом (июнь, июль, август) радиационный баланс в целом мало изменяется на территории СССР, что обусловливается результатом компенсирующего влияния его составляющих — суммарной радиации и эффективного излучения, возрастающих с севера на юг примерно в равной мере при близком значении альбедо травяного покрова (20—22 %) для большинства ландшафтных зон, исключая пустыни.

В отличие от весны осенью (в сентябре и октябре) изменение радиационного баланса на территории СССР происходит более равномерно, его распределение близко к широтному. В сентябре радиационный баланс положительный, однако его абсолютные значения намного уменьшаются, особенно на севере. В октябре севернее 68° с. ш. радиационный баланс отрицательный. Максимальные значения его наблюдаются на юге ЕЧС, Кавказе и юге Средней Азии.

Распределение годового радиационного баланса поверхности метеорологической площадки, отражая совместное влияние астрономического и циркуляционного факторов и



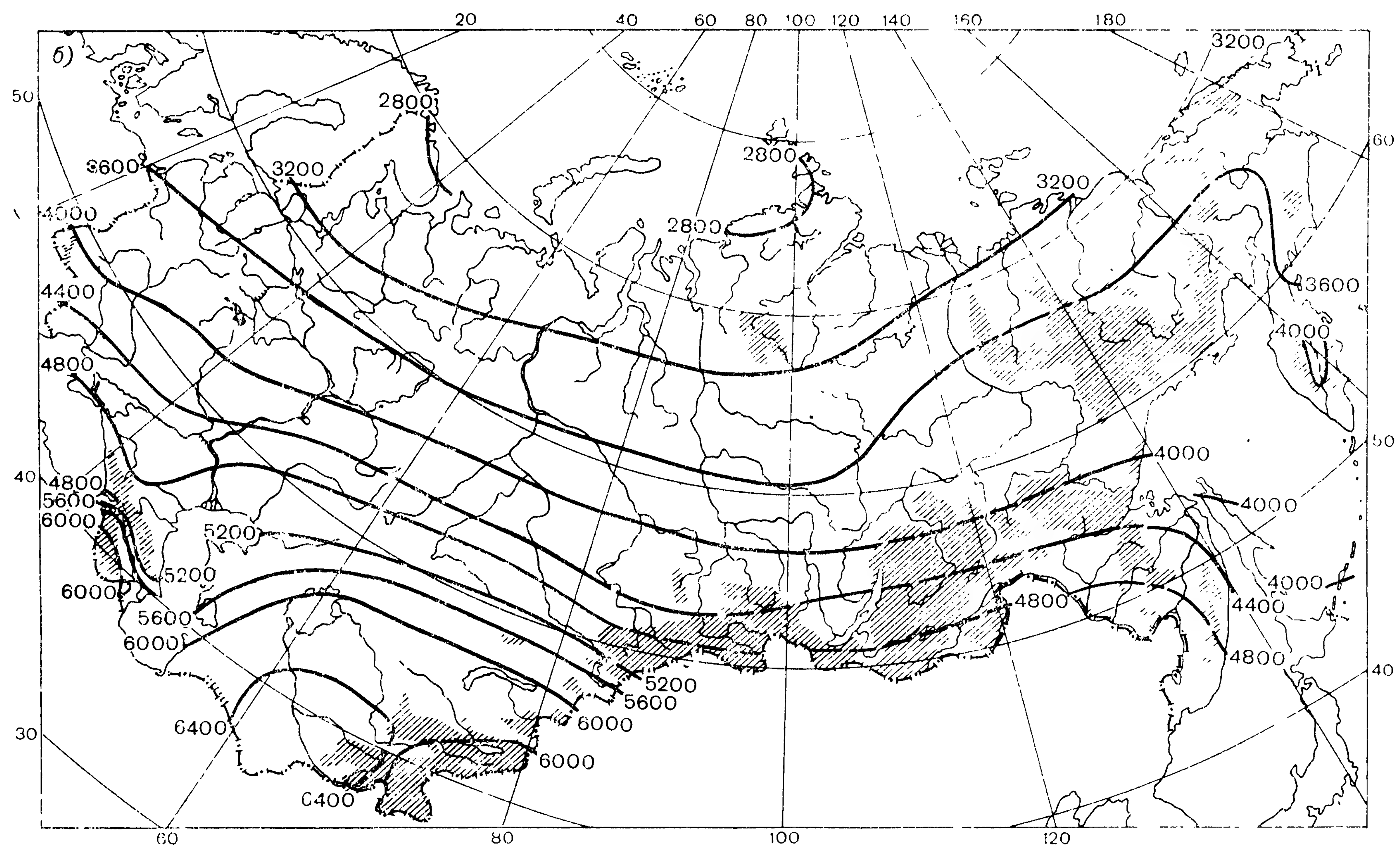


Рис. 8.2.7. Средняя многолетняя годовая сумма прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность (МДж/м²) (*а*) и суммарной солнечной радиации (*б*).

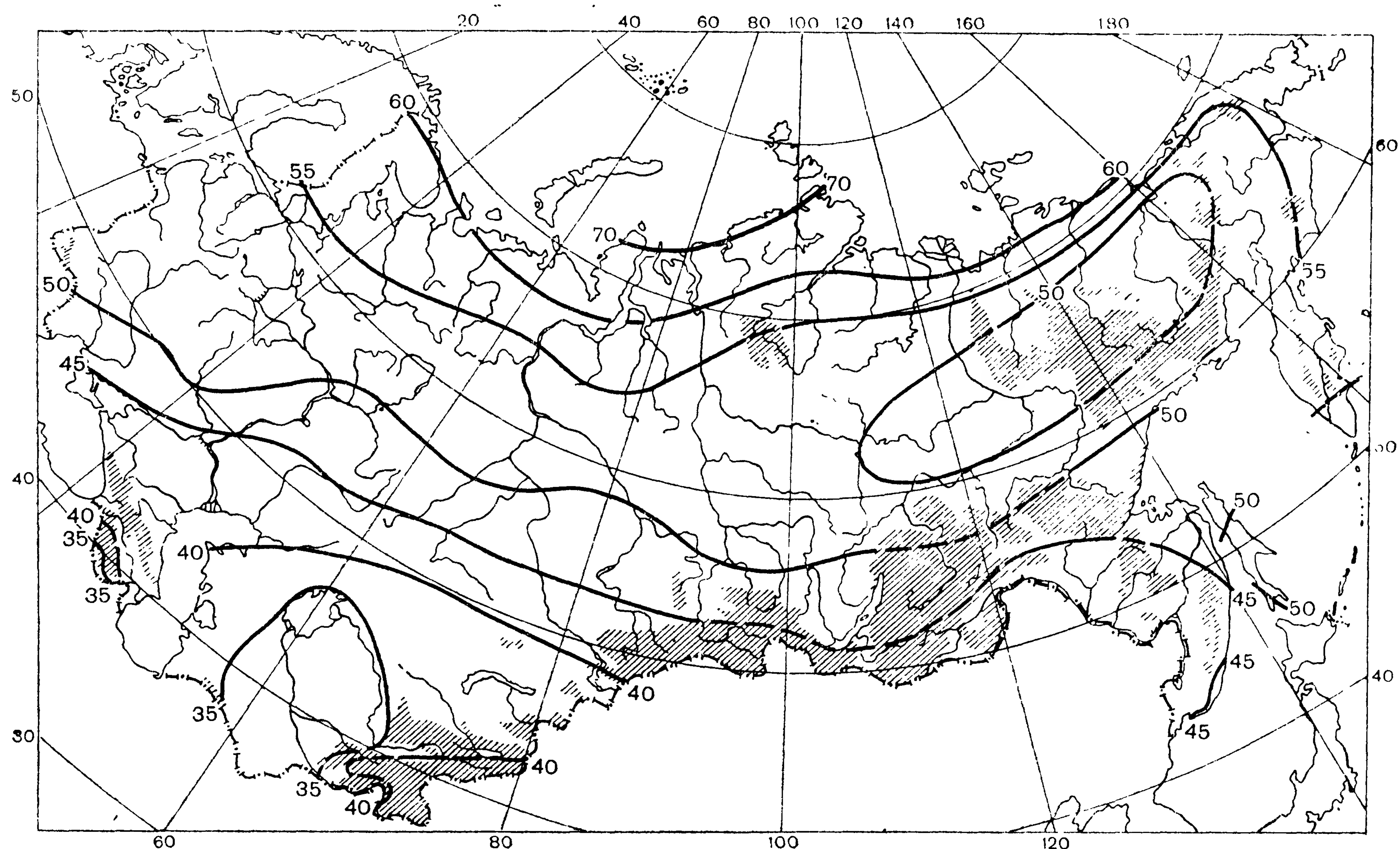


Рис. 8.2.8. Вклад рассеянной радиации (%) в годовую сумму суммарной солнечной радиации.

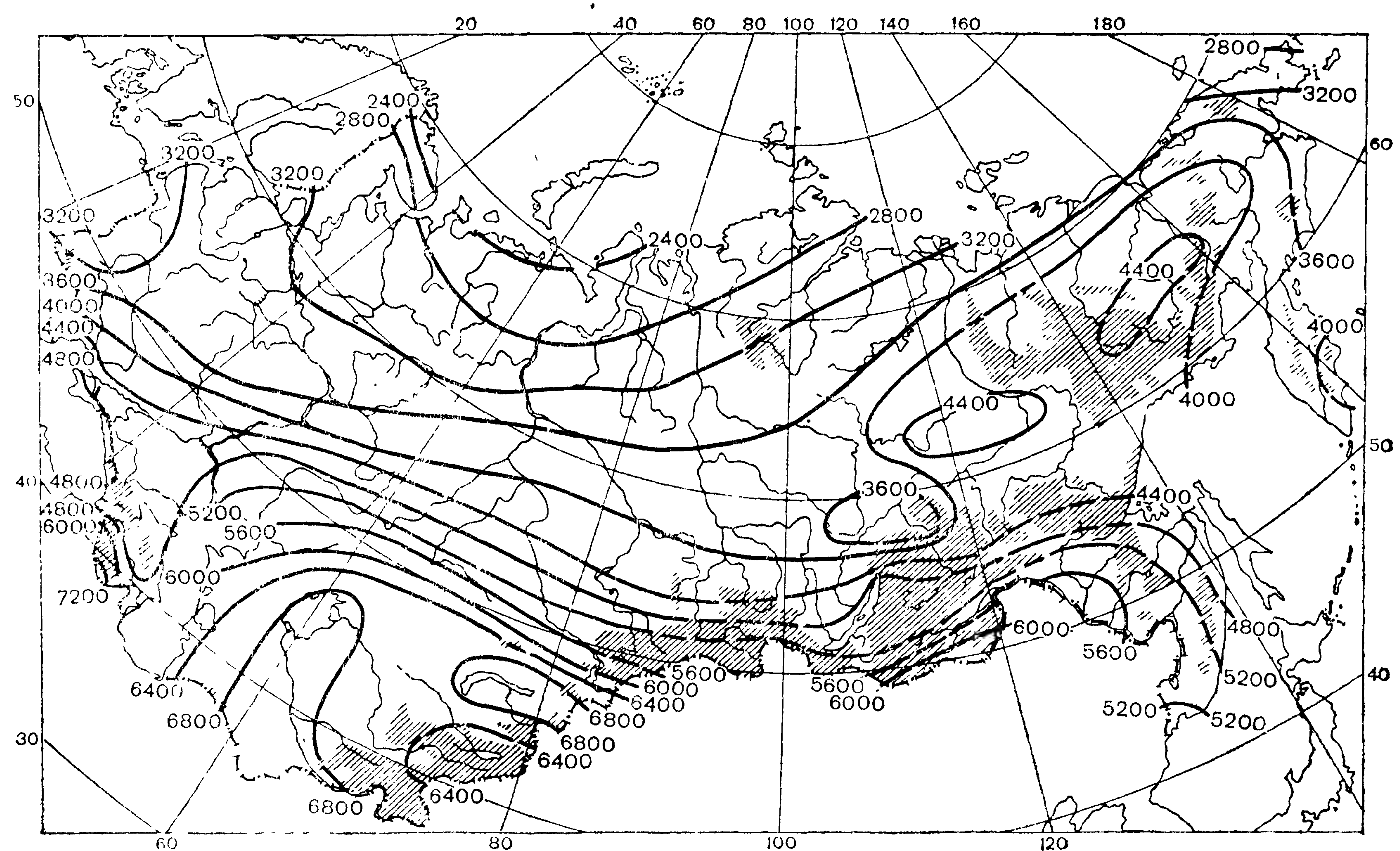
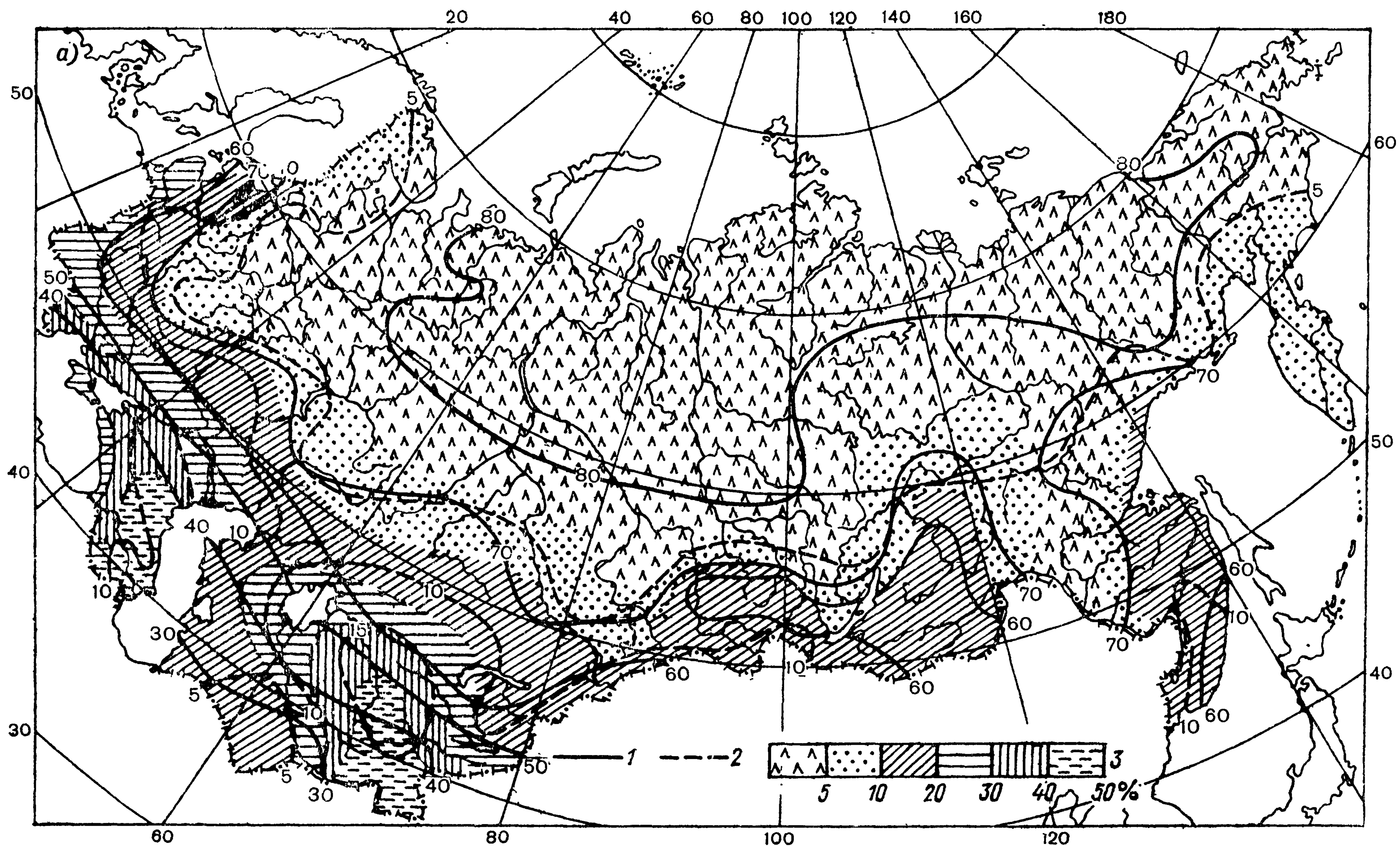
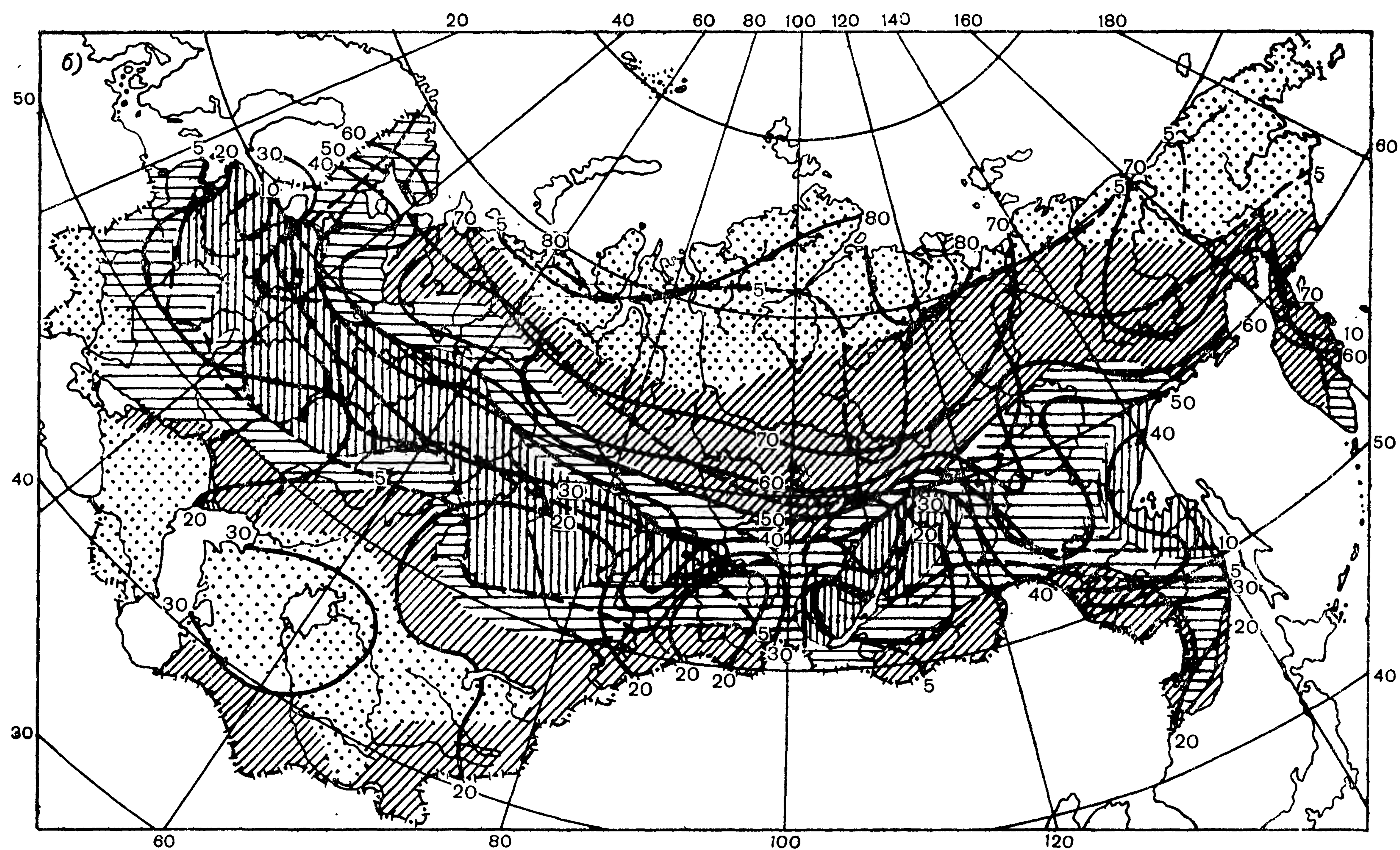
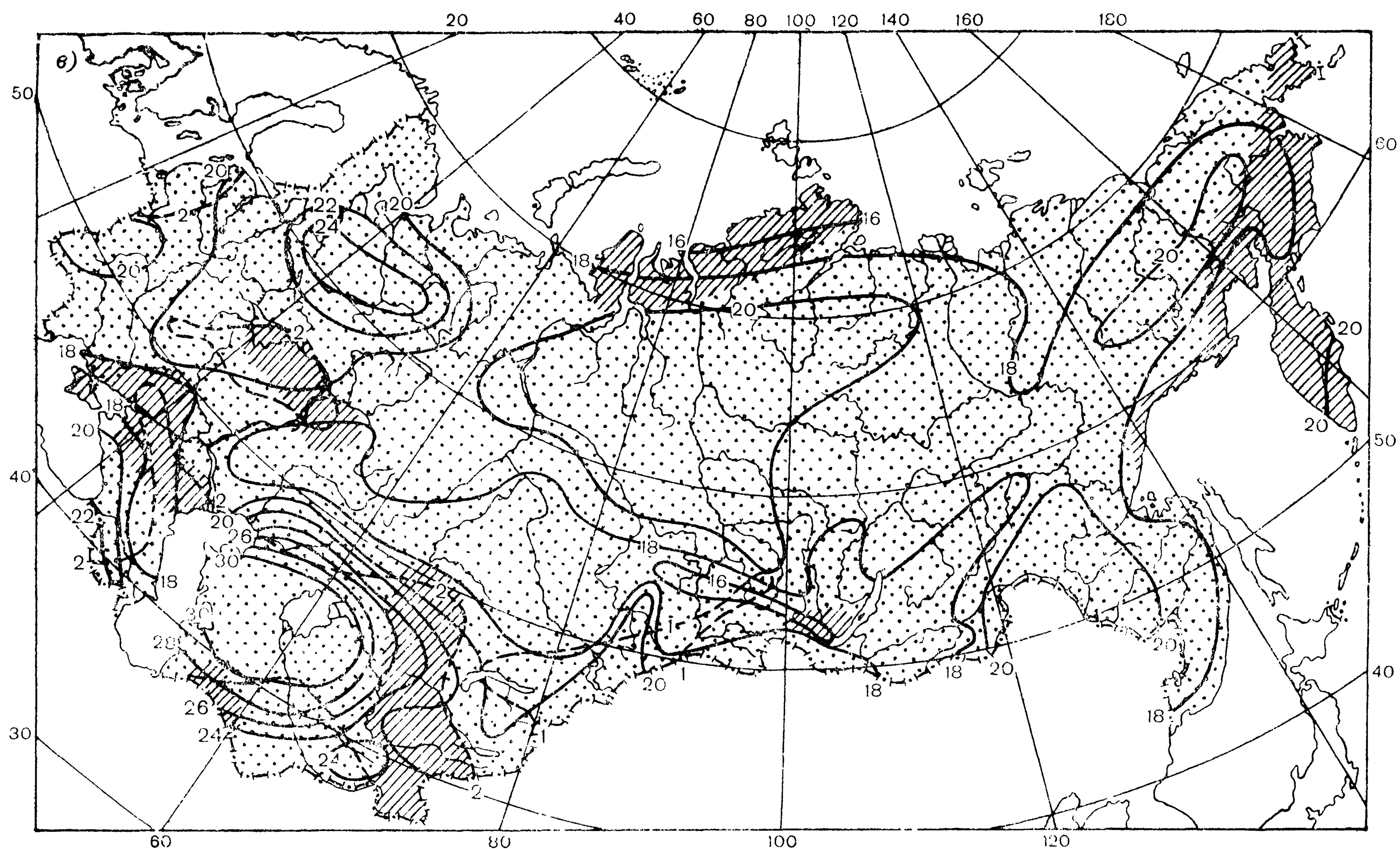


Рис. 8.2.9. Средняя многолетняя годовая сумма прямой солнечной радиации на нормальную к лучу поверхность (МДж/м²).


а)
1
2
3
5 10 20 30 40 50%


б)



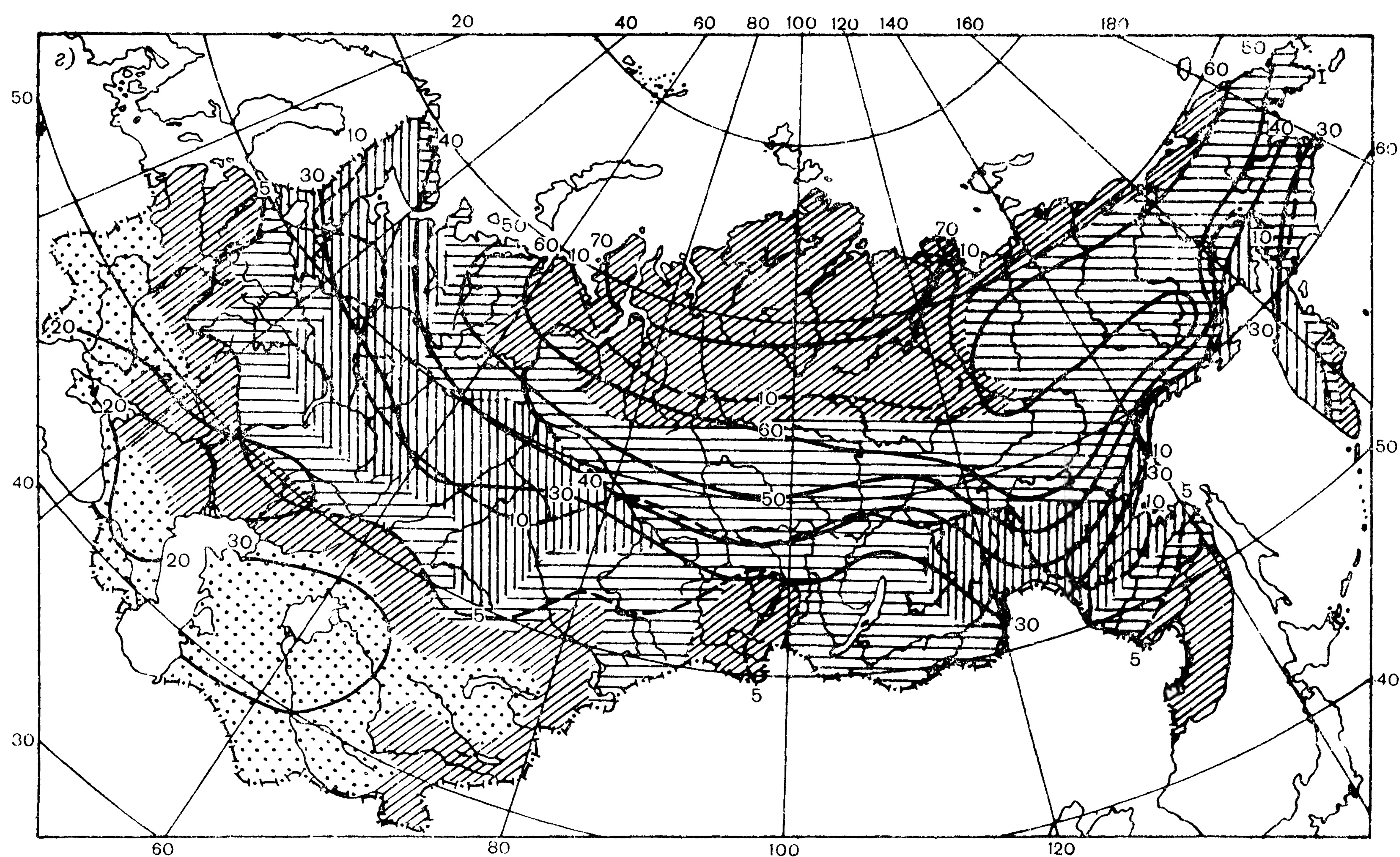


Рис. 8.2.10. Альбедо.

а — январь, *б* — апрель, *в* — июль, *г* — октябрь; *1* — средние многолетние месячные значения альбедо, *2* — средние квадратические отклонения месячных значений альбедо, *3* — коэффициенты вариации месячных значений альбедо.

особенностей подстилающей поверхности, имеет в основном широтный характер; отклонения отмечаются на западе и северо-востоке СССР, Дальнем Востоке и в Средней Азии.

Рассмотренные закономерности распределения радиационного баланса и его составляющих относятся к открытым участкам равнинной территории и предгорий до высоты 500—600 м над уровнем моря.

8.3 ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ВРЕМЕННЫ́Х РЯДОВ И ПОЛЯ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

8.3.1. Временна́я изменчивость месячных и суточных сумм суммарной радиации

Средние квадратические отклонения (изменчивость). Изменчивость дневных, месячных и годовых сумм радиации количественно оценивается средним квадратическим отклонением σ.

Средние квадратические отклонения месячных сумм радиации σ_{30} характеризуют межгодовую изменчивость, дневных (суточных) сумм σ_1 — межсуточную. Отношение σ_{30}/σ_1 для суммарной радиации составляет 0,25—0,35. Таким образом, межсуточная изменчивость в три-четыре раза больше, чем межгодовая.

Средние квадратические отклонения не только месячных, но и дневных сумм радиации мало меняются по территории СССР и в условиях равнины остаются практически постоянными на расстоянии нескольких сотен километров. Это позволяет делать обобщения средних квадратических отклонений по территории СССР [62].

Относительное значение средних квадратических отклонений месячных и суточных сумм суммарной радиации (коэффициента вариации) приведены в табл. 8.3.1.

Таблица 8.3.1

Коэффициенты вариации суточных и месячных сумм суммарной радиации (%)

Зона	I	IV	VII	X
Для суточных сумм				
60—68° с. ш.	60—70	40—50	35—40	65—70
50—60				
$\lambda < 50°$ в. д.	45—60	40—45	30—35	50—65
$\lambda > 50$	35—40	30—35	25—30	45—50
40—50	45—60	30—35	25—30	45—50
Для месячных сумм				
60—68° с. ш.	30—50	10—20	10—20	20—30
50—60	15—25	10—20	10—15	15—25
40—50	10—25	10—15	5—10	10—20
Западная Украина			10—15	

Коэффициенты асимметрии и эксцесса. При изучении временно́го распределения сумм радиации разного масштаба осреднения наряду со средними квадратическими отклонениями важно знать статистические характеристики более высокого порядка — коэффициенты асимметрии и эксцесса. Расчеты показали, что распределение месячных сумм радиации близко к нормальному, а суточных сумм в значительной степени отличается от нормального.

Подробные сведения о коэффициентах асимметрии и эксцесса, характере распределения суточных сумм суммарной радиации приведены в [74, 75]. Здесь лишь укажем, что на территории СССР выделяется шесть видов распределения суточных сумм суммарной радиации:

I — нормальное распределение,
II — положительно асимметричное,
III — положительно асимметричное островершинное,
IV — отрицательно асимметричное,
V — отрицательно асимметричное островершинное,
VI — бимодальное (и плосковершинное).

8.3.2. Пространственная корреляция сумм солнечной радиации

Изучение пространственной структуры поля радиации необходимо в первую очередь при определении значений радиационных элементов в пунктах, в которых актинометрические наблюдения не ведутся.

Ошибки экстраполяции. Для потребителей важно знать, какая может возникнуть ошибка, если для интересующей его местности использовать значения солнечной радиации, полученные на соседней (ближайшей, а иногда и отдаленной) актинометрической станции, т. е. количественная оценка ошибки экстраполяции данных о солнечной радиации. На основании разработок, сделанных в СССР [62, 63], и сопоставления полученных результатов с результатами зарубежных авторов [83, 84] был получен вывод, что при использовании данных суточных сумм суммарной радиации, измеренных на соседней станции, находящейся на расстоянии не более 100 км, ошибка суммы радиации составит 0,6—0,9 МДж/(м^2·сут) зимой и осенью, и 3,2—3,6 МДж/(м^2·сут) весной и летом. Если такое присвоение данных актинометрических станций сделать для местности, находящейся на расстоянии 200 км от станции, то ошибка составит 0,8—1,5 и 4,6—4,8 МДж/(м^2·сут) соответственно.

Если рассмотреть еще более неблагоприятный случай, а именно ближайшая актинометрическая станция находится на расстоянии 300 км, то непосредственное использование ее данных без интерполяции приведет к ошибке, которая в июле составит 6,1—6,5 МДж/(м^2·сут). В этом случае ошибка экстраполяции близка к стандартному отклонению самого элемента и такая точность вряд ли удовлетворит потребителя.

Ошибка экстраполяции определенных за месяц суточных сумм радиации на те же расстояния будет меньше. Так, по данным наблюдений на европейской части СССР получены следующие значения ошибок экстраполяции сумм суммарной радиации (МДж/(м^2·сут):

ρ км	Январь	Июль
0	0,15	0,8
50	0,2	1,0
100	0,3	1,1
200	0,4	1,4
400	0,6	2,2

Ошибки интерполяции. Для практических целей целесообразно применять линейную интерполяцию аномалий сумм радиации по двум точкам. По оценкам, приведенным для умеренных широт европейской части СССР [63] по способу, изложенному в работе [2], интерполяция на середину расстояния между станциями в пределах расстояния до 400 км уменьшает ошибки по сравнению с экстраполяцией в 1,5—2 раза для суточных сумм радиации и в 2—2,5 раза для их средних месячных значений (табл. 8.3.2). При этом предполагается, что ошибка экстраполяции сумм приравнивается к ошибке интерполяции аномалии, а ошибкой интерполяции нормы пренебрегают.

Таблица 8.3.2

Средняя квадратическая ошибка линейной экстраполяции на середину расстояния между парами станций аномалий суточных сумм суммарной радиации (МДж/(м^2·сут))

Расстояние, км	Январь		Июль	
	Суточные суммы	Средние месячные суточные суммы	Суточные суммы	Средние месячные суточные суммы
100	0,33	0,16	2,18	0,82
200	0,46	0,19	2,72	0,88
400	0,67	0,21	3,14	1,00

В условиях равнинной местности ЕЧС расстояние между станциями, на котором ошибка интерполяции не больше ошибки определения сумм в пункте наблюдений в условиях сети [62], изменяется от 50—80 км зимой до 80—130 км летом. Данные наблюдений на актинометрических станциях можно распространять на другие пункты, расположенные в пределах 50—100 км с однородными условиями подстилающей поверхности и одинаковой прозрачностью атмосферы. Для пунктов, удаленных от станции на расстояние более 100 км, необходима интерполяция данных.

8.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННОГО РЕЖИМА В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Наряду с астрономическими факторами (широта, долгота места, высота Солнца) на приход радиации к поверхности Земли влияет состояние атмосферы, которое, как было показано выше, в большой степени определяет радиационный баланс поверхности. Вместе с тем для решения задач энергетики атмосферы очень важно знать изменчивость радиационного баланса не только на границах среды (т. е. у поверхности и на верхней границе атмосферы), но и внутри ее, поэтому уже сравнительно давно начались исследования процессов переноса радиации в свободной атмосфере.

Как и у поверхности Земли, в свободной атмосфере распространяется солнечное излучение — коротковолновая радиация (КВР) — и инфракрасное излучение Земли и атмосферы — длинноволновая радиация (ДВР), — плотность потока которых измеряется в Вт/м². В свободной атмосфере на том или ином уровне выделяют восходящие потоки КВР или ДВР ($Q\uparrow$) и нисходящие (падающие) потоки ($Q\downarrow$), их разность определяет радиационный баланс на данном уровне $B = Q\downarrow - Q\uparrow$, для ДВР обычно $B < 0$. Разность потоков на верхней и нижней границах слоя определяет приток радиации к слою, который может быть как положительным, так и отрицательным. Характеристика теплового радиационного эффекта — скорость радиационного выхолаживания или нагревания — определяется из уравнения

$$dT/dt = \frac{g}{c_p}\,\frac{\Delta B}{\Delta P},$$

где dT/dt — изменение температуры в единицу времени (час, сутки), g — ускорение свободного падения, c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении, ΔB — приток радиации к слою, ΔP — разность давлений на нижней (z_1) и верхней (z_2) границах слоя.

В связи с трудностью создания упрощенных методов расчета потоков радиации в свободной атмосфере активно развивались экспериментальные методы. В настоящее время успешно применяются следующие четыре метода: аэростатный, самолетный, радиозондовый и спутниковый.

Аэростатный метод. Первые надежные измерения солнечной радиации в атмосфере с аэростата были получены в 1913 г. Пепплером в полете на юге Германии и Калитиным в России. В 1946—1952 гг. в Центральной аэрологической обсерватории был выполнен обширный комплекс актинометрических наблюдений на свободных аэростатах, в некоторых случаях удалось провести уникальные одновременные измерения на аэростатах, летящих на разной высоте. На основе данных этих измерений были получены выводы о вертикальных, горизонтальных и временны́х вариациях прямой солнечной радиации, отраженной радиации и альбедо, коэффициента прозрачности и фактора мутности [17]. Обнаружено, что нагревание различных слоев атмосферы за счет поглощения солнечной радиации может меняться в широких пределах: летом в низких широтах оно может достигать нескольких градусов Цельсия за день, а зимой в высоких широтах составляет лишь сотые доли градуса Цельсия.

С целью изучения закономерностей вертикальных изменений баланса ДВР В. И. Шляхов [80] выполнил большую серию ночных аэростатных полетов. Он определил, что эффективное излучение $F = Q\uparrow - Q\downarrow$ с высотой возрастает и в верхних слоях тропосферы (на высоте около 8 км) достигает 240—250 Вт/м². Для радиационного охлаждения воздуха были получены значения от нескольких сотых до 0,25 °С/ч.

С 1961 г. в ЛГУ под руководством К. Я. Кондратьева проводились радиационные измерения на автоматических высотных аэростатах [67]. Примерно в это же время в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР проводились исследования поля теплового излучения Земли и атмосферы с геофизических аэростатов [5, 53].

Самолетный метод. Первые радиационные измерения на самолетах проводились еще в 1940—1941 гг., однако активно этот метод применялся в пятидесятых годах. Родоначальником самолетной актинометрии в Советском Союзе был В. Г. Кастров, который разработал теорию пиранометров применительно к установке этих приборов на самолетах, а также самым тщательным образом исследовал источники возможных погрешностей измерений [70]. Изменчивость поля радиации в различных синоптических условиях исследовали Е. А. Лопухин [51] и В. Л. Гаевский [11, 12]. С 1958 г. Н. И. Гойса в УкрНИГМИ проводил измерения радиационных характеристик свободной атмосферы над территорией Украины, которые позволили построить экспериментальную модель радиационного режима «среднего слоистообразного облака» [16], «среднего слоистого облака» [17] и «среднего кучевого облака» [18].

Актинометрическое радиозондирование применяется для измерения вертикальных профилей потоков ДВ радиации и получения на их основе данных о дивергенции эффективного потока радиации и радиационном измерении температуры воздуха. В шестидесятых — семидесятых годах оно широко применялось в США, СССР, Японии и ФРГ [31].

В СССР актинометрическое радиозондирование проводилось в период с 1963—1964 по 1979 г., существовала регулярно действовавшая сеть, которая в отдельные годы насчитывала до 15 пунктов на территории СССР. Кроме этого, выпуски актинометрических радиозондов проводились над океанами с научно-исследовательских судов и в Антарктиде. На материалах АРЗ был выполнен большой цикл работ по климатологическому обобщению пространственно-временно́й изменчивости полей ДВР в свободной атмосфере [25—26]: для территории СССР рассчитаны средние характеристики и параметры их изменчивости для каждого элемента ($Q\uparrow$, $Q\downarrow$, F, dT/dt), определены закономерности сезонных изменений поля ДВР. Результаты обработки данных АРЗ по станциям и годам опубликованы в виде двух справочных пособий [28, 64]. На основе анализа функций вида $x(p) = Q\uparrow\downarrow/\sigma T^4(p)$ предложены эмпирические формулы, с помощью которых по профилю $T(p)$ можно вычислять профили потоков $Q\uparrow$ и Q [27]. Модель может с приемлемой точностью использоваться для вычисления не только средних годовых, но и средних сезонных значений $Q\uparrow$ и $Q\downarrow$ в умеренных широтах. Для тропических районов модельные характеристики рассчитаны отдельно [29]. В полярных районах атмосфера имеет свои индивидуальные особенности, которые формируют поле ДВ излучения, совершенно отличное от такового в других районах [20, 30].

Радиационный режим свободной атмосферы имеет отчетливые региональные особенности, которые определяются физическими свойствами (состоянием) атмосферы в том или ином регионе. Тропические районы являются областями аккумулирования солнечной энергии, а полярные — областями стока энергии. Это состояние в свою очередь является результатом сложного взаимодействия различных факторов, в том числе и географических. Главным же регулятором радиационных процессов в атмосфере является облачность, учет которой необходим при анализе конкретных синоптических ситуаций. В коллективной монографии советских ученых «Радиация в облачной атмосфере» [68] дано последовательное и наиболее полное описание радиационных особенностей облачной атмосферы, обусловленных крупномасштабными и микрофизическими свойствами облаков, и приведены многочисленные справочные данные.

В конце 60-х годов академиком К. Я. Кондратьевым совместно с рядом ведущих сотрудников ГГО, ЛГУ, ЦАО, ИФА была предложена долгосрочная программа комплексных натурных радиационно-аэрозольных исследований в атмосфере, целью которой было исследование переноса всех видов энергии и всех видов притока тепла в атмосфере, получение полной («замкнутой») информации о количественных характеристиках поля излучения, а также о параметрах атмосферы и подстилающей поверхности, определяющих перенос излучения, а также исследование поля концентрации и свойств глобального аэрозоля. Эта программа осуществлялась путем организации комплексных наземных и самолетных экспедиций в различных физико-географических регионах СССР, а также за рубежом — в Дакаре (Сенегал) и в штате Вайоминг (США).

Исследования проводились в рамках программы КЭНЭКС (Комплексный энергетический эксперимент) [44], ГАРЭКС (Глобальный Аэрозольно-радиационный эксперимент) [42, 58, 59], АТЭП (Атлантический тропический эксперимент) [45, 86].

Были проведены исследования радиационного режима в Приаралье [43], в Арктике [59], в районе вулканов Камчатки [59] и «городские эксперименты» [35], позволившие изучить влияние аэрозоля антропогенного происхождения на радиационные свойства облачности.

В рамках программы ГАРЭКС были проведены также советско-американские исследования характеристик атмосферного аэрозоля и радиации до высоты 30 км на полигоне в г. Рыльске (СССР) и на полигоне Университета штата Вайоминг (США) [2].

Проведенные комплексные эксперименты позволили изучить особенности радиационных и аэрозольных характеристик атмосферы, получить экспериментальные данные о количественных характеристиках аэрозоля, особенностях его вертикальной структуры и распределении частиц по размерам [3, 42, 58]. Для отдельных районов Заполярья впервые были

получены высотные профили загрязняющих веществ [59]. Были определены очаги образования мощных соле-пылевых выносов в районе Аральского моря и определены ареалы их распространения. Оценены радиационные эффекты соле-пылевых выносов и пылевых бурь в атмосфере [43, 58].

Выполнены оценки пространственно-временной изменчивости аэрозольного поглощения солнечной радиации в зависимости от характера подстилающей поверхности и синоптической ситуации [46, 47].

Разработаны методы учета аэрозольных эффектов в радиационных притоках тепла при численном моделировании климата [46].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альбедо и угловые характеристики отражения подстилающей поверхности и облаков/К. Я. Кондратьев и др. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 232 с.
2. Атмосферный аэрозоль и его влияние на перенос излучения. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 120 с.
3. Аэрозоль в районе АТЭП и его радиационные свойства/ К. Я. Кондратьев и др. — Труды ГГО, 1975, вып. 381, с. 67—130.
4. Барашкова Е. П. и др. Радиационный режим территории СССР. — Л.: Гидрометеоиздат, 1961. — 528 с.
5. Белинский В. А. Опыт измерения компонент радиационного баланса в свободной атмосфере. — Труды ЦАО, 1947, вып. 2.
6. Берлянд Т. Г. Распределение солнечной радиации на континентах. — Л.: Гидрометеоиздат, 1961. — 227 с.
7. Берлянд Т. Г., Дворкина М. Д. Суммарное солнечное излучение и его междугодовая изменчивость на континентах Северного полушария. — Труды ГГО, 1985, вып. 488, с. 3—20.
8. Берлянд Т. Г., Полынская Е. М. Об ослаблении солнечной радиации над континентами. — Труды ГГО, 1980, вып. 427, с. 79—93.
9. Берлянд Т. Г., Строкина Л. А. Глобальное распределение общего количества облаков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 70 с.
10. Берлянд Т. Г., Строкина Л. А., Грешникова Л. Е. Зональное распределение количества облаков на земном шаре. — Метеорология и гидрология, 1980, № 3, с. 15—24.
11. Гаевский В. Л. Измерения радиационных потоков в облаках. — Труды ГГО, 1955, вып. 46(108).
12. Гаевский В. Л. Исследование длинноволнового излучения атмосферы. — Труды ГГО, 1960, вып. 100.
13. Гайгеров С. С., Кастров В. Г. Результаты научных наблюдений в длительном полете свободного аэростата 25—28 октября 1950 г. — Труды ЦАО, 1953, вып. 10.
14. Гальперин Б. М., Серякова Л. П. Рассеянная и суммарная радиация при различных условиях. — Труды ГГО, 1964, вып. 152, с. 96—100.
15. Гальперин Б. М., Серякова Л. П. Дневные величины радиационного баланса за бесснежный период при различной облачности. — Труды ЛГМИ, 1963, вып. 14, с. 83—97.
16. Гойса Н. И. Экспериментальная модель радиационного режима «среднего» слоистообразного облака. — Труды УкрНИГМИ, 1969, вып. 86.
17. Гойса Н. И., Оппенгейм В. Д., Фейгельсон Е. М. Вертикальные профили потоков длинноволновой радиации в облачной атмосфере. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 2.
18. Гущин Г. П. Методы, приборы и результаты измерения спектральной прозрачности атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988. — 200 с.
19. ГОСТ Союза ССР. 16350—80. Климат СССР. Районирование и статистические параметры климатических факторов для технических целей. — М., 1981.
20. Долгин М. И. О влиянии температуры на формирование потоков ДВ радиации в атмосфере Антарктиды. — Проблемы Арктики и Антарктики, 1984, вып. 58.
21. Дроздов О. А., Шепелевский А. А. Теория интерполяции в стохастическом поле метеорологических элементов и ее применение к вопросам метеорологических карт и рационализации сети. — Труды НИУ ГУГМС, 1946, сер. 1, вып. 13, с. 65—115.
22. Дьяченко Л. Н. Влияние пылевых выносов на прозрачность атмосферы в тропической зоне Атлантического океана. — Труды ГГО, 1977, вып. 393, с. 44—50.
23. Дьяченко Л. Н. Некоторые закономерности изменения радиации в зависимости от прозрачности атмосферы и высоты Солнца. — Труды ГГО, 1982, вып. 462, с. 49—52.
24. Дьяченко Л. Н., Баранова Н. И. Климатическая характеристика радиационного режима района проведения экспедиции «ПОЛЭКС—Север-76». — Л.: Гидрометеоиздат, 1979.
25. Зайцева Н. А., Костяной Г. Н., Шляхов В. И. Средние многолетние характеристики поля длинноволновой радиации в свободной атмосфере (по данным сети АРЗ). — Метеорология и гидрология, 1971, № 7.
26. Зайцева Н. А., Костяной Г. Н., Шляхов В. И. Пространственно-временные характеристики поля ДВ радиации в свободной атмосфере. — Метеорология и гидрология, 1974, № 4.
27. Зайцева Н. А., Костяной Г. Н., Шляхов В. И. Модель стандартной радиационной атмосферы (длинноволновая радиация). — Метеорология и гидрология, 1973, № 12.
28. Зайцева Н. А., Костяной Г. Н. Поле длинноволновой радиации в свободной атмосфере (справочные данные). — М.: Гидрометеоиздат, 1974.
29. Зайцева Н. А., Костяной Г. Н., Фейгельсон Е. М., Филиппова Н. С. Потоки теплового излучения в тропической атмосфере. — М., 1979.
30. Зайцева Н. А., Шляхов В. И. Длинноволновая радиация в атмосфере Антарктиды. — В кн.: Исследование климата Антарктиды. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.
31. Зайцева Н. А., Шляхов В. И. Аэрология — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
32. Комплексный энергетический эксперимент (материалы экспедиции КЭНЭКС-70). — Труды ГГО, 1972, вып. 276.
33. Комплексный энергетический эксперимент (КЭНЭКС-71). — Труды ГГО, 1973, вып. 296.
34. Комплексный энергетический эксперимент (результаты исследований 1971—1972 гг.). — Труды ГГО, 1973, вып. 322.
35. Комплексный энергетический эксперимент (КЭНЭКС-72). — Труды ГГО, 1974, вып. 332.
36. Кондратьев К. Я. Актинометрия. — Л.: Гидрометеоиздат, 1965. — 691 с.
37. Кондратьев К. Я., Андронова Н. Г., Дьяченко Л. Н., Прокофьев М. А. Некоторые характеристики радиационного режима в безоблачной атмосфере и у поверхности океана в зависимости от запыленности атмосферы. — Труды ГГО, 1982, вып. 462, с. 43—48.
38. Кондратьев К. Я., Тер-Маркарянц Н. Е. Альбедо моря при наличии волнения. — Метеорология и гидрология, 1953, № 8, с. 26—27.
39. Кондратьев К. Я., Жвалев В. Ф., Корзов В. И., Тер-Маркарянц Н. Е. Альбедо моря и вопросы его параметризации для климатических расчетов. — Труды ГГО, 1987, вып. 507, с. 24—50.
40. Кондратьев К. Я., Тер-Маркарянц Н. Е. Альбедо снега и льда по данным наблюдений и модельных расчетов. — Труды ГГО, 1986, вып. 509, с. 33—59.
41. Кондратьев К. Я., Корзов В. И., Тер-Маркарянц Н. Е. Альбедо снега, льда и воды по данным наблюдений и модельных расчетов. — Обзорная информация. Вып. 2. Серия Метеорология, Обнинск, 1988, 52 с.
42. Кондратьев К. Я. и др. Пылевой аэрозоль и протяженная облачность: их влияние на радиационный режим и климат. — Бюллетень ВМО, 1983, т. 32, № 2.
43. Кондратьев К. Я., Григорьев А. А., Жвалев В. Ф., Мелентьев В. В. Комплексные исследования пылевых бурь в Приаралье. — Метеорология и гидрология, 1985, № 4, с. 32—38.
44. Кондратьев К. Я. Комплексный энергетический эксперимент (КЭНЭКС). — Обзор ВНИИГМИ—МЦД. Обнинск, 1975. — 75 с.
45. Кондратьев К. Я., Прокофьев М. А., Иванов В. А. Опыт осуществления радиационной программы АТЭП и программы «Разрезы». Итоги науки и техники. Т. 2, М., 1984. — 103 с.
46. Кондратьев К. Я., Прокофьев М. А. Типизация атмосферного аэрозоля для оценок его воздействия на климат. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, № 5, с. 339—348.
47. Кондратьев К. Я., Прокофьев М. А. Опыт определения полного суточного радиационного притока тепла по данным АТЭП. — ДАН СССР, 1978, т. 242, № 4, с. 804—807

48. Кондратьев К. Я. Стратосфера и климат. Итоги науки и техники. Метеорология и климатология. — М., 1981, т. 6. — 222 с.
49. Кравчук Е. Г. Сравнительная характеристика изменения прямой солнечной радиации и циркуляции атмосферы в связи с крупными вулканическими извержениями на примере вулканов Агунг и Эль-Чичон. Деп. ИЦ ВНИИГМИ—МЦД № 370 ГМ — Д 84 от 14.8.84 г., с. 75—85.
50. Логинов В. Ф., Пивоварова З. И., Кравчук Е. Г. Оценка вклада естественных и антропогенных факторов в изменчивость солнечной радиации на поверхности Земли. — Метеорология и гидрология, 1983, № 8, с. 55—60.
51. Лопухин Е. А. Исследование радиационных потоков в атмосфере над Ташкентом. Актинометрия и Оптика атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1961.
52. Марков М. Н., Мерсон Я. И., Шамилев М. Р. Исследование поля теплового излучения стратосферы и тропосферы в ИК области спектра с геофизических аэростатов. — Космические исследования, 1963, т. 1, № 2.
53. Марков М. Н., Мерсон Я. И., Шамилев М. Р. Исследование углового распределения ИК излучения Земли и атмосферы с геофизических аэростатов. — В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. М.: Наука, 1964.
54. Маршунова М. С. Условия формирования и характеристики радиационного климата Антарктиды. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 214 с.
55. Морозова И. В., Целикова А. Ю. Альбедо некоторых видов подстилающей поверхности открытой площадки на территории СССР. — В кн.: Материалы XII Совещания по актинометрии. Иркутск, 1984, с. 97—99.
56. Морозова И. В., Грешникова Л. Е. Альбедо подстилающей новерхности территории СССР. — Труды ГГО, 1987, вып. 520, с. 69—81.
57. Оджо О. — В кн.: XXIII Международный географический конгресс. Москва, 1976, секция 2: климатология, гидрология, гляциология. М., 1976, с. 76—80.
58. Первый глобальный эксперимент ПИГАП. Т. 1. Аэрозоль и климат. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 165 с.
59. Первый глобальный эксперимент ПИГАП. Т. 2. Полярный аэрозоль, протяженная облачность и радиация. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 150 с.
60. Пивоварова З. И. Прямая солнечная радиация на территории СССР. — Труды ГГО, 1963, вып. 139, с. 27—41.
61. Пивоварова З. И. Распределение коэффициента прозрачности атмосферы (для интегрального потока) по территории СССР. — Труды ГГО, 1968, вып. 247.
62. Пивоварова З. И. Радиационные характеристики климата СССР. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 335 с.
63. Пивоварова З. И., Стадник В. В. О точности данных наблюдений актинометрической сети и оптимальном расстоянии между станциями. — Труды ГГО, 1969, вып. 249, с. 3—32.
64. Поле длинноволновой радиации в свободной атмосфере. Справочные данные за 1968—1975 гг. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
65. Полный радиационный эксперимент. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976. — 240 с.
66. Пятненков Б. А. Влияние альбедо на приход суммарной радиации. — Труды ААНИИ, 1959, вып. 217, с. 157—173.
67. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности. — Л.: Гидрометеоиздат, 1969.
68. Радиация в облачной атмосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
69. Руководство гидрометеорологическим станциям по актинометрическим наблюдениям. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 220 с.
70. Сборник памяти Кастрова. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
71. Сивков С. И. Методы расчета характеристик солнечной радиации. — Л.: Гидрометеоиздат, 1968. — 232 с.
72. Справочник по климату СССР. Ч. 5. Облачность и атмосферные явления. Вып. 1—34. — Л.: Гидрометеоиздат, 1969.
73. Справочник по климату СССР. ч. 1. Солнечная радиация, радиационный баланс и солнечное сияние. Вып. 1—34. Л.: Гидрометеоиздат, 1966—1968.
74. Стадник В. В., Иващенко Э. П. Климатологическое обобщение по территории СССР асимметрии и эксцесса суточных сумм сумарной радиации. — Труды ГГО, 1986, вып. 501, с. 122—133.
75. Стадник В. В. Типизация эмпирических распределений суточных сумм суммарной радиации по территории СССР. — Труды ГГО, 1986, вып. 501, с. 134—147.
76. Тепловой баланс Земли. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 40 с.
77. Тер-Маркарянц Н. Е. Об отражении радиации морем при наличии волнения. — Труды ГГО, 1957, вып. 69, с. 178—180.
78. Тер-Маркарянц Н. Е. Отражение радиации морем. — В кн.: Актинометрия и атмосферная оптика. Л.: Гидрометеоиздат, 1961, с. 231—236.
79. Хромов С. П., Мамонтова Л. И. Метеорологический словарь. — Л., Гидрометеоиздат, 1974, 567 с.
80. Шляхов В. И. Исследование баланса длинноволновой радиации в тропосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1956.
81. Angell J. K., Korshover J. Variation in sunshine duration over the contiguous United States between 1950 and 1972.— J. Appl. Meteorol., 1975, v. 14, No. 6, p. 1174—1181.
82. Gugiuman Jon. Stadtklimatologische Forschangen in der SR Rumänien als Beitrag zur Volmin derung der Luftverschmutrung.— Ptermans geogr. Mitt., 1980, v. 124, N 4, p. 249—252.
83. Major G. A globálsugárzas azerkezeti függvényei es területi átlagának hibaja.— Idojarás, 1973, N 2, p. 110—116.
84. Suckling P. W., Hay J. E. The spatial variability of daily values of solar radiation for British Columbia and Alberta, Canada.— Climat, Bull., 1976, N 20, p. 1—7.
85. The Infrared Handbook. Env. Res. Inst. Michigan, 1978.
86. The GARP Atlantic Tropical Experiment (GATE) Monograph.— GARP Publication Series N 25, ICSU/WMO, Geneva, 1982, p. 389—466.

Глава 9. ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ АТМОСФЕРЫ

9.1. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СТРОЕНИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ. ВНЕШНИЕ ПАРАМЕТРЫ

9.1.1. Атмосферным пограничным слоем (планетарным пограничным слоем) (АПС) называют прилегающий к поверхности Земли слой воздуха, в котором существенно сказывается динамическое и тепловое влияние подстилающей поверхности. Толщина его зависит от метеорологических условий и колеблется от нескольких сотен метров (в ночные часы при слабом ветре) до 2—3 км (в дневные часы и при сильном ветре).

Мгновенные значения метеорологических величин в АПС (компонент скорости ветра, температуры, влажности, давления и др.) можно считать суммой трех составляющих в соответствии с формулой

$$\xi(\mathbf{x},\ t)=\bar{\xi}(\mathbf{x},\ t)+\tilde{\xi}(\mathbf{x},\ t)+\xi'(\mathbf{x},\ t). \qquad (9.1.1)$$

Среднее значение $\bar{\xi}$ зависит от крупномасштабных погодных характеристик и в невозмущенных условиях измеряется с обычной в метеорологической практике дискретностью (1—3 ч) при осреднении за 10 мин. Промежуточная мезомасштабная часть $\tilde{\xi}$ в большой степени зависит от погодных и местных условий. Высокочастотную турбулентную часть ξ' (пульсации) считают квазистационарным случайным процессом. Характеристиками этого процесса являются дисперсии (стандартные отклонения), корреляционные функции, спектры, смешанные моменты, моменты более высокого порядка и взаимные спектры (см. п. 9.5). В частности, смешанные моменты

$$H=c_p\rho\overline{w'T'},\quad \tau=-\rho\overline{u'w'},\quad E=\rho\overline{q'w'} \qquad (9.1.2)$$

(T и q — температура и влажность воздуха, w и u — вертикальная и продольная компоненты скорости ветра, ρ — плотность воздуха, c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении) представляют собой вертикальные турбулентные потоки тепла, импульса и влаги.

9.1.2. Приземным слоем (ПС) называется нижняя часть АПС, в которой наиболее существенно проявляются эффекты взаимодействия атмосферы с деятельной поверхностью. ПС составляет около 5 % АПС. В пределах ПС вертикальные турбулентные потоки (9.1.2) считаются не меняющимися с высотой. В соответствии с теорией подобия Монина — Обухова [52, 56] структура ПС определяется динамической скоростью и масштабом температуры:

$$u_*=\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}},\quad T_*=\frac{H_0}{c_p\rho u_*}, \qquad (9.1.3)$$

где τ_0 и H_0 — касательное напряжение и турбулентный поток тепла на уровне подстилающей поверхности.

В качестве масштаба высоты используется масштаб Монина—Обухова

$$L=-\frac{\bar{T}c_p\rho u_*^3}{\varkappa g H_0}, \qquad (9.1.4)$$

где $\varkappa$ = 0,4 — постоянная Кармана, g — ускорение свободного падения, $\bar{T}$ — средняя в слое абсолютная температура; $L<0$, $T_*<0$ при неустойчивом состоянии приземного слоя и $L>0$, $T_*>0$ при устойчивом.

Основные закономерности ПС выражают производные профилей метеорологических величин как функции безразмерной высоты $\zeta=z/L$:

$$\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{u_*}{\varkappa z}\varphi_u(\zeta),\quad \frac{\partial T}{\partial z}=\frac{T_*}{\varkappa z}\varphi_T(\zeta),\quad \frac{\partial q}{\partial z}=\frac{q_*}{\varkappa z}\varphi_q(\zeta). \qquad (9.1.5)$$

Универсальные функции φ_u, φ_T и φ_q чаще всего используются в виде

$$\varphi_u=\begin{cases}1+\beta_u\zeta, & L>0,\\ (1-\gamma_u\zeta)^{-1/4}, & L<0;\end{cases} \qquad (9.1.6)$$

$$\varphi_T=\begin{cases}1+\beta_T\zeta, & L>0,\\ (1-\gamma_T\zeta)^{-1/2}, & L<0.\end{cases} \qquad (9.1.7)$$

По данным разных авторов константы β_u и β_T колеблются в пределах от 4 до 10; наиболее часто используются значения $\beta_u=\beta_T=6$, $\gamma_u=\gamma_T=16$. Функция φ_q обычно принимается равной либо φ_u, либо φ_T. Линейная зависимость φ_u и φ_T от ζ при устойчивой стратификации ($L>0$) справедлива в области малых ζ. При ζ порядка единицы зависимость φ_u и φ_T от ζ более строго описывается полиномом второй степени [56].

При нейтральной стратификации ($\varphi_u=\varphi_T=1$)

$$u=\frac{u_*}{\varkappa z}\ln z/z_0, \qquad (9.1.8)$$

где z_0 — параметр шероховатости, зависящий от типа поверхности.

Профиль (9.1.9) применим, начиная с высоты, в несколько раз превышающей z_0. При больших значениях z_0 (высокая трава, лес) вводится высота вытеснения d, т. е. уровень, от которого следует отсчитывать логарифмический профиль ветра, и вместо (9.1.8) используется равенство

$$u=\frac{u_*}{\varkappa}\ln\frac{z-d}{z_0}. \qquad (9.1.9($$

Фактический ветер внутри слоя препятствий подчиняется другой закономерности [34].

Отношение

$$c_u(z)=\left(\frac{u_*}{u}\right)^2 \qquad (9.1.10)$$

принято называть коэффициентом сопротивления. В выражении (9.1.10) z — высота измерения скорости (например, высота флюгера).

Коэффициент турбулентного обмена в стратифицированном ПС описывается соотношением

$$K=\frac{\varkappa u_* z}{\varphi_u(z/L)}. \qquad (9.1.11)$$

Коэффициенты турбулентного обмена связывают касательное напряжение турбулентного происхождения τ с градиентом скорости, а потоки тепла и влаги с градиентами потенциальной температуры и массовой доли влаги

$$\tau=\rho K\frac{\partial u}{\partial z};\quad H=-\rho c_p K_T\frac{\partial\theta}{\partial z};\quad E=-\rho K_q\frac{\partial q}{\partial z}. \qquad (9.1.12)$$

Для определения турбулентных потоков вблизи подстилающей поверхности используются данные измерений профилей скорости ветра, температуры и влажности воздуха в пределах ПС. Возможные варианты методов расчета связаны с числом уровней измерений, выбором расчетной схемы и конкретного вида универсальных функций [40, 51, 56, 66, 78, 80]. Удобно использовать одинаковые уровни измерений метеорологических величин. Часто используются уровни $z/2$ и $2z$ для температуры и z для скорости ветра. Обычно принимают z = 1 м. При измерениях на мачтах используют также данные с уровней, расположенных на бóльших высотах.

В качестве параметра термодинамической устойчивости, кроме величины ζ, широко используется градиентное число Ричардсона

$$\mathrm{Ri}=\frac{g}{\bar{T}}\frac{(\partial T/\partial z+\gamma_a)}{(\partial u/\partial z)^2}\approx\frac{g}{\bar{T}}\frac{\partial T/\partial z}{(\partial u/\partial z)^2}, \qquad (9.1.13)$$

а также аналоги числа Ri, в частности

$$Б = \frac{gz\,(T_{2z} - T_{z/2})}{\overline{T} u_z^2}. \qquad (9.1.14)$$

Скорость трения u_* связана со скоростью ветра на высоте в пределах ПС соотношением

$$u_* = c_u^{1/2}(z_0,\ Б)\, u. \qquad (9.1.15)$$

При нейтральной стратификации (Б=0) значения $c_u^{1/2}$ рассчитываются на основе логарифмического профиля ветра. На рис. 9.1.1 дана приближенная зависимость от Б отношения $c_u^{1/2}$ при стратификации, отличной от нейтральной, к $c_u^{1/2}$ при Б = 0.

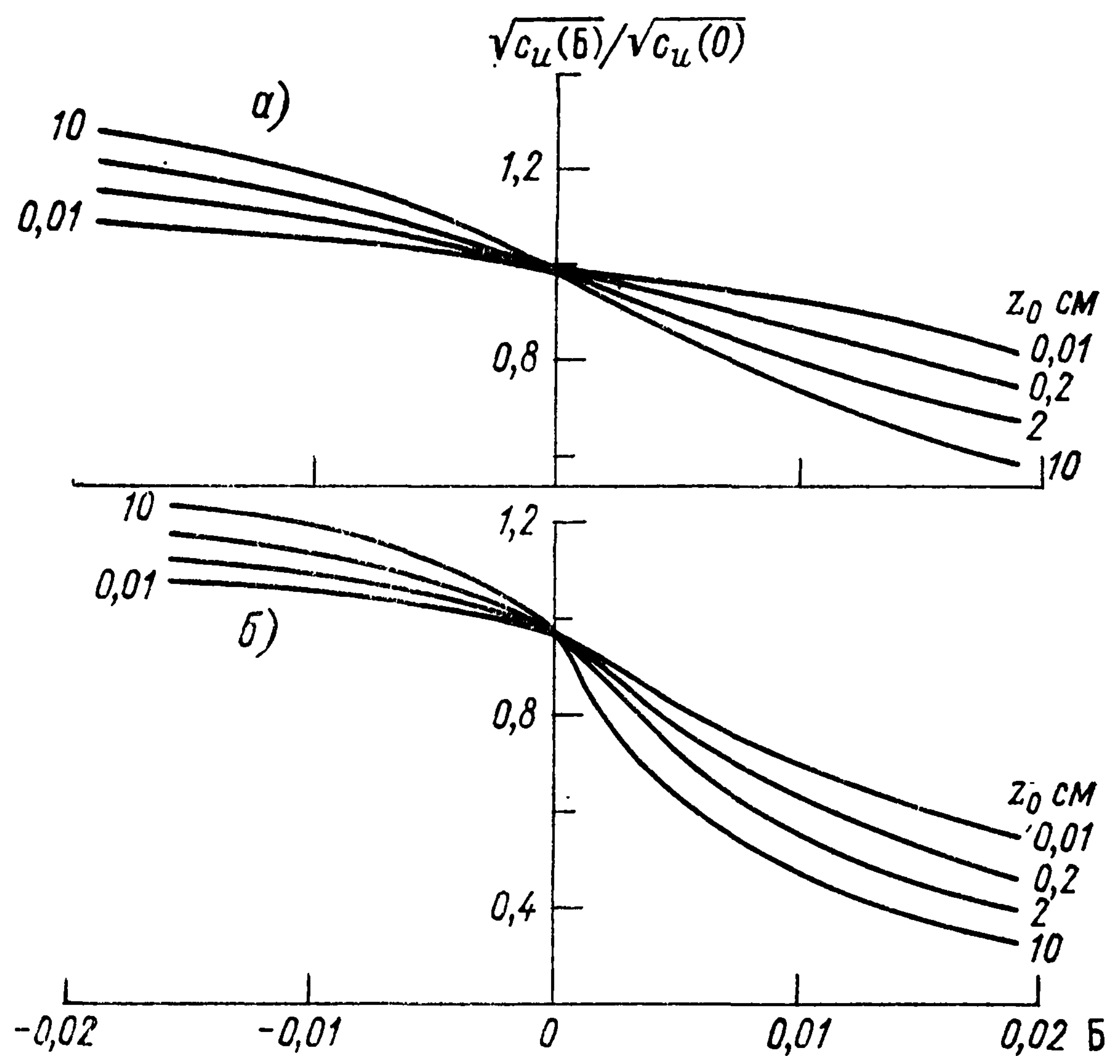


Рис. 9.1.1. Поправка к коэффициенту сопротивления c_u на температурную стратификацию для z=2 м (*а*) и z=10 м (*б*).

Особенности взаимодействия атмосферы с водной поверхностью являются предметом специальных исследований и широко освещаются в литературе (см., например, [14, 23, 85]). Методы расчета турбулентных потоков над водной поверхностью обсуждаются в [65].

9.1.3. Состояние нейтрально стратифицированного горизонтально однородного (баротропного) стационарного АПС определяется вектором скорости ветра в свободной атмосфере $\mathbf{V}_g$ (геострофический ветер), параметром Кориолиса $l = 2\omega \sin\varphi$ и параметром шероховатости z_0 (внешние параметры). Если градиент давления меняется с высотой (бароклинный пограничный слой), к этому набору добавляется горизонтальный градиент поля температуры $\partial T/\partial n$. Безразмерным определяющим параметром в баротропном АПС является число Росби

$$\mathrm{Ro} = V_g / l z_0. \qquad (9.1.16)$$

Устойчивость термически стратифицированного АПС определяется соотношением между термическими и динамическими факторами. Наиболее распространенным безразмерным параметром температурной стратификации является величина

$$S = \frac{g\,(\Theta h - \Theta_0)}{\overline{T} l V_g}, \qquad (9.1.17)$$

где Θ_0 и Θ_h — потенциальная температура воздуха на уровне z_0 и на верхней границе пограничного слоя атмосферы h.

Более удобными на практике являются параметр μ_{0-H} [80]

$$\mu_{0-H} = \frac{g}{T}\,\frac{T_0 - T_{\widetilde{H}} - \gamma_H \widetilde{H}}{V_g l} \qquad (9.1.18)$$

и его аналог

$$\mu_{2-H} = \frac{g}{T}\,\frac{T_2 - T_{\widetilde{H}} - \gamma_H \widetilde{H}}{V_g l}, \qquad (9.1.19)$$

где T_0, T_2, $T_{\widetilde{H}}$ — температура воздуха на уровне подстилающей поверхности, на высоте z = 2 м и на произвольной высоте $\widetilde{H} > h$; γ_H — градиент температуры в свободной атмосфере. При нейтральной стратификации $\mu_{0-H} \approx \mu_{2-H} \approx 0$, при неустойчивой $\mu_{0-H} > 0$, при устойчивой $\mu_{0-H} < 0$. В качестве T_0 обычно используют температуру поверхности почвы.

В качестве характеристики устойчивости часто используется также параметр Монина — Казанского

$$\mu = \frac{\lambda}{L} = \frac{\varkappa^2 g H_0}{T l u_*^2 c_p \rho}. \qquad (9.1.20)$$

Связь различных критериев термической устойчивости обсуждается в [19, 80].

Параметры Ro и S (или μ_{0-H}) определяют интегральные характеристики пограничного слоя атмосферы: толщину АПС h, геострофический коэффициент трения u_*/V_g, угол полного поворота ветра в АПС. Для описания изменений метеорологических величин с высотой используются дополнительно безразмерные параметры zl/V_g или z/h.

В качестве масштаба толщины АПС часто используется величина

$$\lambda = \frac{\varkappa u_*}{l}.$$

При этом $h = a\lambda$ (a зависит от Ro и температурной стратификации).

Связь толщины АПС и среднего значения в нем коэффициента турбулентности $\overline{K}$ описывается соотношением

$$h \sim a_m \sqrt{\overline{K}/l}. \qquad (9.1.21)$$

Значение a_m зависит от способа определения h. Различные подходы к определению h и зависимость h от внешних параметров обсуждаются в [4, 40, 49, 80, 105].

9.1.4. Классификация подстилающей поверхности по типам шероховатости дана в табл. 9.1.1 (см. также [40, 51]). Высота вытеснения d приближенно оценивается как 2/3 высоты элементов шероховатости.

Таблица 9.1.1

Параметр шероховатости z_0 по Виринга [106] и Оке [78] (h — высота препятствий, x — расстояние между ними)

Тип поверхности	z_0 м
Открытая спокойная вода; гладкий лед	10^{-6}—10^{-4}
Снег; равнина без растительности	$2\cdot10^{-4}$—$5\cdot10^{-3}$
Открытая равнина, трава высотой до 0,2 м; небольшое число отдельных препятствий	0,01—0,03
Низкие посевы, трава высотой 0,25—1 м; отдельные большие препятствия	0,04—0,10
Высокие посевы; разбросанные препятствия: $15 \leqslant x/h < 20$	0,25
Парковая зона, кусты, много препятствий: $x/h \simeq 10$	0,5
Однородные большие препятствия: $x/h \ll 10$ (лес, пригороды с низкими зданиями)	0,5—5,0
Центр города с высокими и низкими зданиями	1,0—6,0

В условиях горизонтально неоднородной подстилающей поверхности используется параметр мезошероховатости, представляющий собой некоторую осредненную по площади характеристику шероховатости. Значение его существенно зависит от способа определения [19, 80].

9.1.5. Система гидродинамических уравнений для АПС приведена и обсуждается в [4, 25, 40, 51, 80]. Простейшее аналитическое решение для горизонтально однородного и стационарного АПС получается при задании коэффициента турбулентности не зависящим от высоты (спираль Экмана) [35, 37]. Другие задания $K(z)$ и аналитические решения обсуждаются в [15, 40, 51, 80]. В настоящее время систему решают численно; обзор моделей см. в работах [31, 83, 105].

9.2. ТИПОВЫЕ ПРОФИЛИ СКОРОСТИ ВЕТРА, ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

Климатические характеристики пограничного слоя атмосферы над СССР содержатся в ряде работ [5, 6, 16, 27—29, 33, 44, 46, 50, 64, 68—77, 82, 90—93], которые могут быть использованы в качестве справочных материалов. Сведения, отражающие региональные особенности АПС в условиях города, содержатся также в справочных изданиях из серии «Климаты больших городов».

В представленных ниже дополнительных сведениях справочного характера значительное внимание уделено описанию особенностей строения пограничного слоя атмосферы в различных условиях. При этом в основном были использованы материалы наблюдений на 300-метровой мачте в Обнинске, данные радиозондирования на ст. Воейково и градиентных наблюдений на ст. Колтуши.

Высотная метеорологическая мачта (ВММ) ИЭМ расположена в г. Обнинске в 100 км к юго-западу от Москвы. Окружающая ее местность типична для центральной части Русской равнины — это территория со слабо волнистой, прорезанной долинами рек и грядами холмов поверхностью [19, 64, 95, 96]. В радиусе 20 км 35—45 % всей площади занято лесом, общий наклон отсутствует. Площадь на расстоянии 200—300 м от пункта измерений занята лугом. Территория в радиусе 1,5 км постепенно застраивалась. Наземные измерения ведутся на расстоянии 200 м от ВММ, высота флюгера 9 м. Материалы наблюдений опубликованы в работах [32, 58—59а, 84].

Станция Воейково располагается в центральной приподнятой части приневской низменности на Колтушской гряде. От Ленинграда удалена на 14 км. Высота станции составляет 72 м над уровнем моря. Окружающая местность слабо холмистая, в радиусе 1,5—4 км много оврагов, озер и болот. Склоны холмов покрыты кустарником и мелким лиственным лесом либо заняты полями. Станция Колтуши расположена в 3 км от ст. Воейково на одной из плоских вершин Колтушской возвышенности, протянувшейся с северо-запада на юго-восток на 1,5—2 км, а с юго-запада на северо-восток — на 600—800 м.

Для изучения особенностей строения АПС широко используются результаты экспедиционных наблюдений. Их обобщение содержится в многочисленных работах (см., например, [4, 30, 33, 40, 78, 80]). Материалы эпизодических наблюдений, проведенных в различных регионах Советского Союза, можно найти в ряде выпусков Трудов ГГО (вып. 107, 144/40, 257, 276, 296) и в работах [60, 60а], а данные систематических наблюдений в приземном слое на полевой экспериментальной базе ГГО (ст. Колтуши) в работах [38, 59а].

9.2.1. При нейтральной стратификации все используемые для учета стратификации критерии устойчивости близки к нулю. В приземном слое в этих условиях отмечается изотермия. Распределение температуры в пограничном слое характеризуется падением температуры; градиент температуры мало меняется с высотой и близок к 0,6 °C/100 м. В приземном слое в этих условиях профиль ветра до высоты порядка 10 м, а при сильном ветре до 20—50 м, описывается логарифмическим законом.

Профиль ветра в пределах всего АПС существенно зависит от скорости геострофического ветра V_g (т. е. от условий в свободной атмосфере) и типа подстилающей поверхности, характеризуемого параметром шероховатости z_0 (см. табл. 9.1.1). Эту зависимость иллюстрируют рис. 9.2.1 и 9.2.2, на которых V_z — модуль скорости ветра на уровне z, u_z и v_z — составляющие вектора ветра на уровне z, $\left(V_z=\sqrt{u_z^2+v_z^2}\right)$, α_z — угол между направлением реального и геострофического ветра ($\alpha_z = \operatorname{arctg}(v_z/u_z)$, обычно ветер поворачивает с высотой вправо). При климатологических обобщениях влияние V_g не рассматривается. Однако учет этого фактора необходим в ряде прикладных задач, в частности в задачах прогноза. Достаточно подробно эти вопросы освещены в [80].

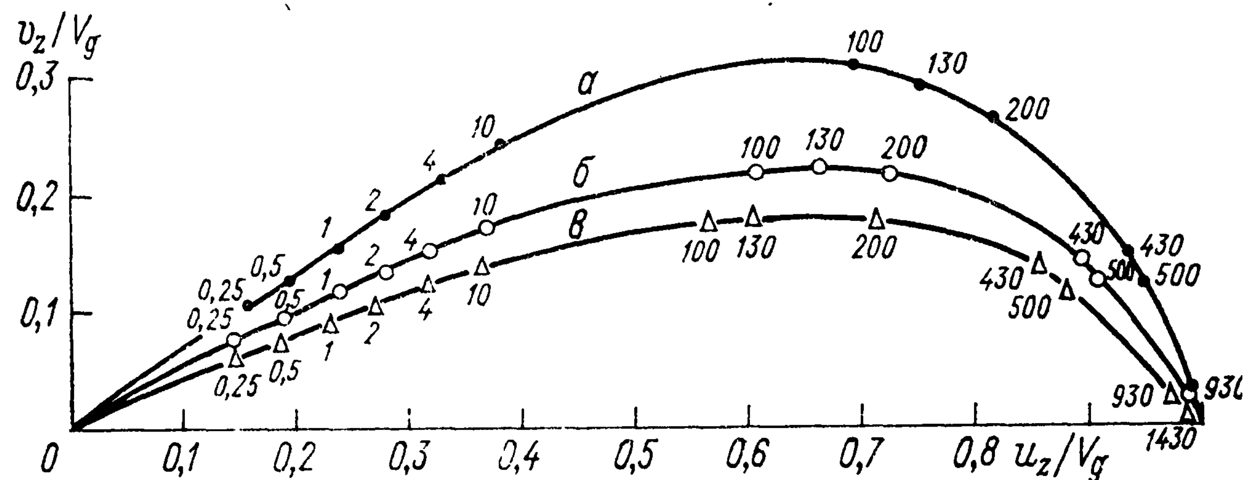


Рис. 9.2.1. Годографы вектора скорости ветра при равновесных условиях для $z_0 \approx 2$ см (травяной покров).

а) $V_g \approx 8$ м/с ($\alpha_{10}=32°$), *б)* $V_g \approx 12$ м/с ($\alpha_{10}=25°$), *в)* $V_g \approx 18$ м/с ($\alpha_{10}=21°$); цифры у точек — высота измерений (м).

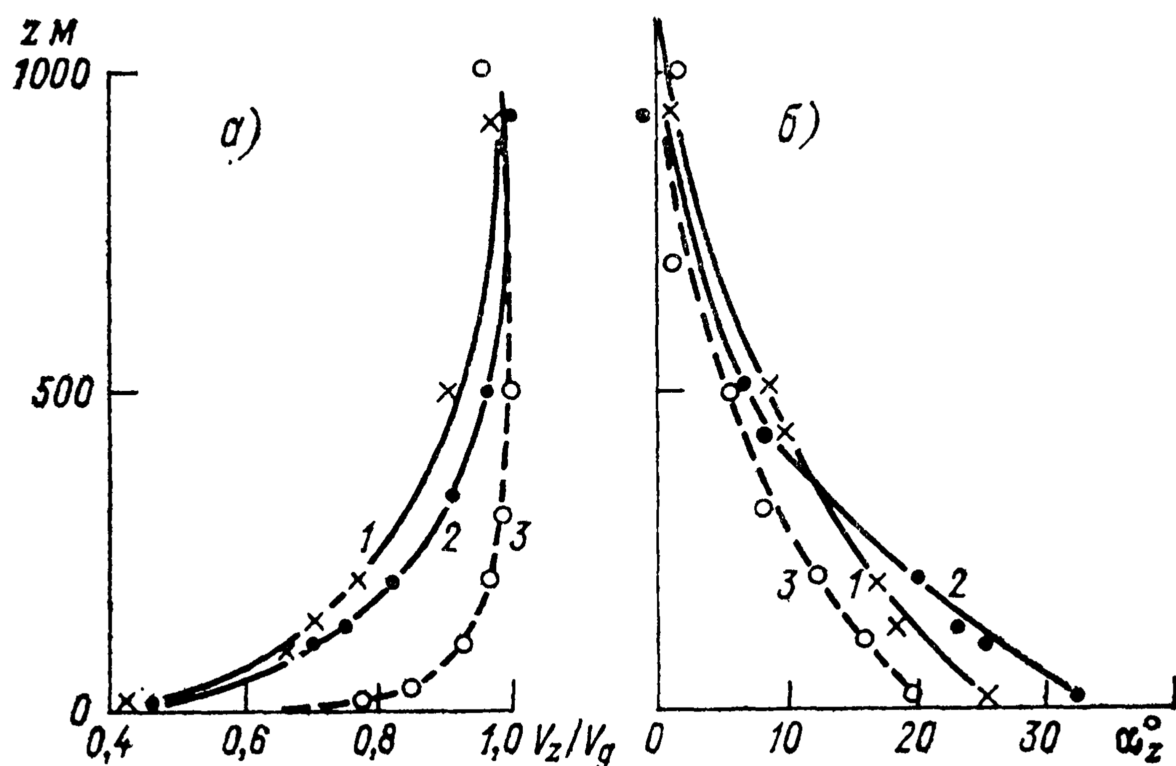


Рис. 9.2.2. Профили скорости (*а*) и направления (*б*) ветра при различном характере подстилающей поверхности ($\mu_{0-H} \approx 0$, $V_g \approx 13$ м/с).

1 — суша, $z_0 \approx 2$ см (травяной покров); *2* — суша, $z_0 \approx 0{,}07$ см (снежная поверхность); *3* — водная поверхность.

9.2.2. Температурная стратификация оказывает влияние как на скорость, так и на направление ветра. Для иллюстрации этого влияния воспользуемся табличными данными из [80], где приводятся средние профили скорости и направления ветра, температуры и влажности воздуха при различных значениях определяющих параметров. В качестве параметра стратификации в [80] используется μ_{0-H} (см. п. 9.1).

При неустойчивой стратификации (конвективные условия) распределение температуры характеризуется большими градиентами температуры в приземном слое. С высотой падение температуры замедляется, а градиент температуры меняется от адиабатического (~ 1 °C/100 м) в средней части АПС до 0,6 °C/100 м у его верхней границы.

Профиль ветра характеризуется большими градиентами на малых высотах (порядка нескольких метров). Выше вследствие интенсивного перемешивания градиенты скорости ветра невелики, однако увеличение скорости ветра происходит до верхней границы АПС (до 1,5—2 км).

При устойчивой стратификации характерным является инверсионный профиль температуры. При этом у верхней границы инверсии профиль ветра имеет струеобразный характер (рис. 9.2.3), а высота и интенсивность мезоструи существенно зависит от внешних условий (струи пограничного слоя принято называть мезоструями или струями нижнего уровня). Скорость ветра невелика на малых высотах. Выше 4—10 м скорость ветра резко увеличивается с высотой до значения, превосходящего V_g на оси мезоструи.

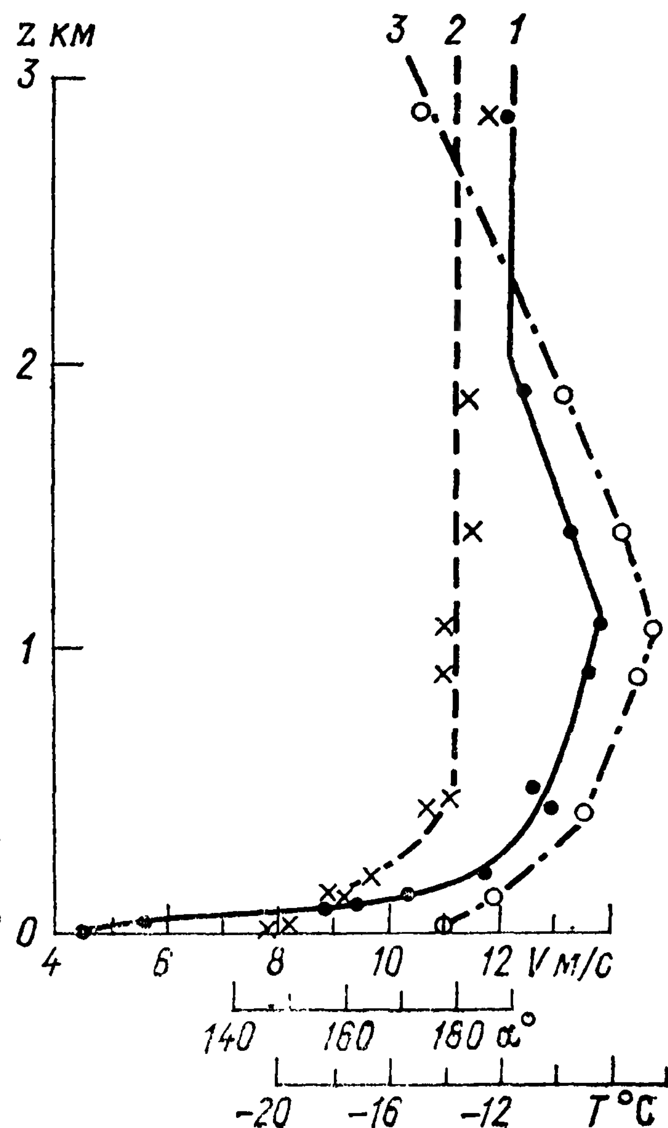


Рис. 9.2.3. Профили скорости V (*1*) и направления α (*2*) ветра, а также температуры T (*3*) при наличии приземной инверсии (высота инверсии 1090 м, $V_g \approx 12$ м/с, холодный период).

Количественные различия в профилях ветра при разном характере стратификации иллюстрирует рис. 9.2.4, из которого, в частности, следует, что угол отклонения ветра от изобары изменяется от 15—25° при неустойчивой стратификации до 40—50° при инверсии (подробнее см. в [80]).

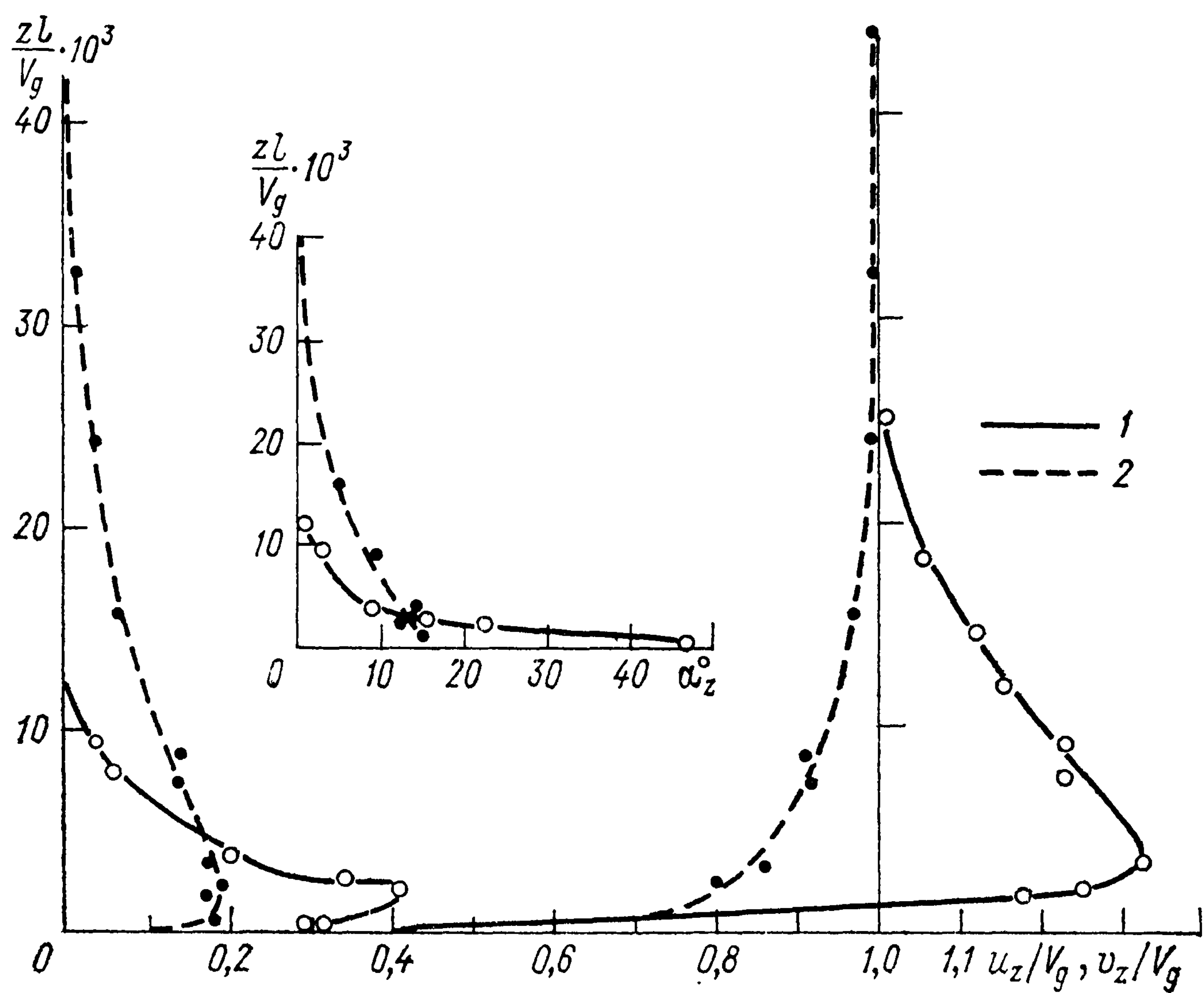


Рис. 9.2.4. Профили ветра при различной стратификации ($z_0 \approx 2$ см, $V_g \approx 7$ м/с).

1 — устойчивое состояние ($\mu_{0-H}=-240$), *2* — неустойчивое состояние ($\mu_{0-H}=710$).

9.2.3. Экспериментальные данные показывают, что имеет место хорошая корреляция между перепадом температуры и перепадом влажности в пограничном слое.

Для иллюстрации влияния стратификации на рис. 9.2.5 представлены профили q_z/q_2 (q_2 — массовая доля влаги на уровне 2 м) при различных значениях параметра μ_{0-H} и при

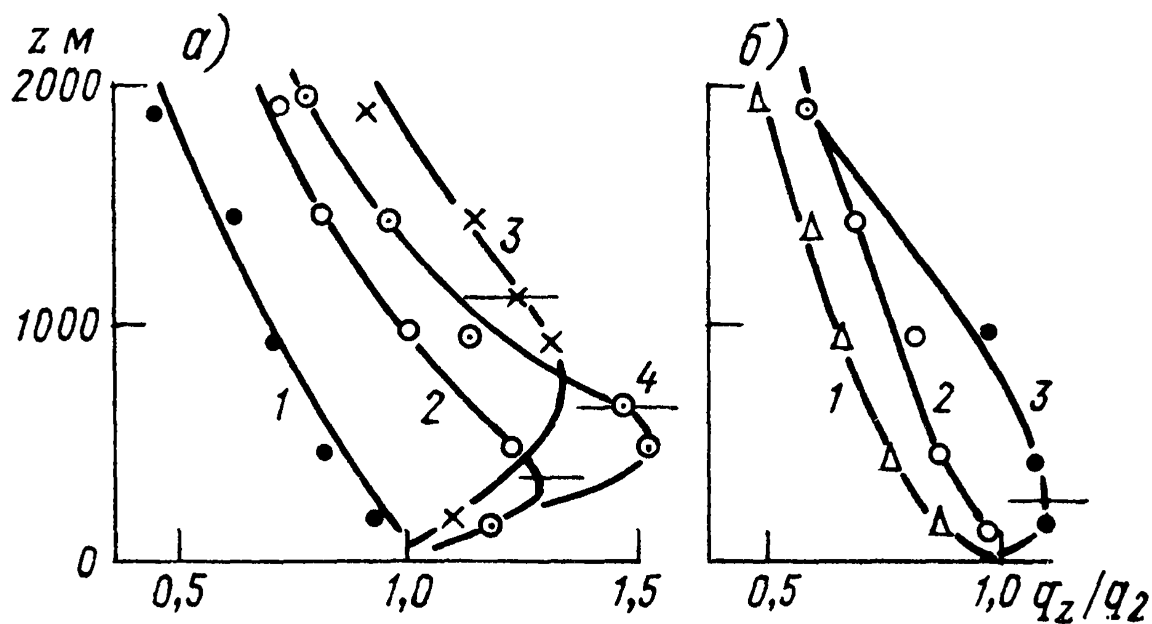


Рис. 9.2.5. Профили массовой доли влаги в стратифицированном пограничном слое ($V_g \approx 9$ м/с).

	а — холодный период				*б — теплый период*		
Кривая	1	2	3	4	1	2	3
μ_{0-H}	0	—208	—252	—323	346	0	—260

Тонкая горизонтальная прямая — граница температурной инверсии.

прочих равных условиях. Как следует из этих данных, при неустойчивой и нейтральной стратификации массовая доля влаги монотонно убывает с высотой во всем рассматриваемом слое, при устойчивой — возрастает с высотой до верхней границы инверсии, а выше тоже убывает. Характер изменения массовой доли влаги в слое инверсии зависит от толщины инверсионного слоя. С увеличением последнего скорость увеличения q_z в инверсионном слое уменьшается.

Для восстановления вертикального профиля q_z по наземной информации используются обычно аппроксимационные формулы типа

$$q_z = q^* \cdot 10^{-b\,(z-z^*)-c\,(z-z^*)^2}, \qquad (9.2.1)$$

где q^* — значение массовой доли влаги на начальном уровне (обычно $z^* = 2$ м); b и c — численные коэффициенты, определяемые по экспериментальным данным.

В работе [79] приведены значения коэффициентов b и c с учетом сезонов года. Эти коэффициенты для пограничного слоя и для свободной атмосферы существенно различаются.

9.2.4. Рисунок 9.2.2 характеризует влияние трех основных типов подстилающей поверхности: травяного покрова, снежной и водной поверхности. Для ряда прикладных задач большей детализации и не требуется. Однако в случае городской застройки существенно учитывать не только ее наличие, но также и ее характер.

В случае больших городов АПС можно считать сформированным под влиянием городской застройки. Для исследования влияния городской застройки на распределение ветра и температуры могут быть использованы результаты наблюдений на высотных метеокомплексах (телебашнях) [58, 58а, 63]. Результаты климатологического обобщения материалов наблюдений на телебашне в г. Ленинграде представлены в [12].

Город влияет на профили метеорологических элементов во всем пограничном слое. Рисунок 9.2.6 иллюстрирует хорошо известное уменьшение скорости ветра и повышение температуры над городом на малых высотах. Интенсивность «острова тепла» зависит от макрометеорологических условий и в среднем составляет около 1 °С, а для больших городов несколько больше. Разность температур город — пригород зависит от высоты и на больших высотах может менять знак на противоположный (табл. 9.2.1).

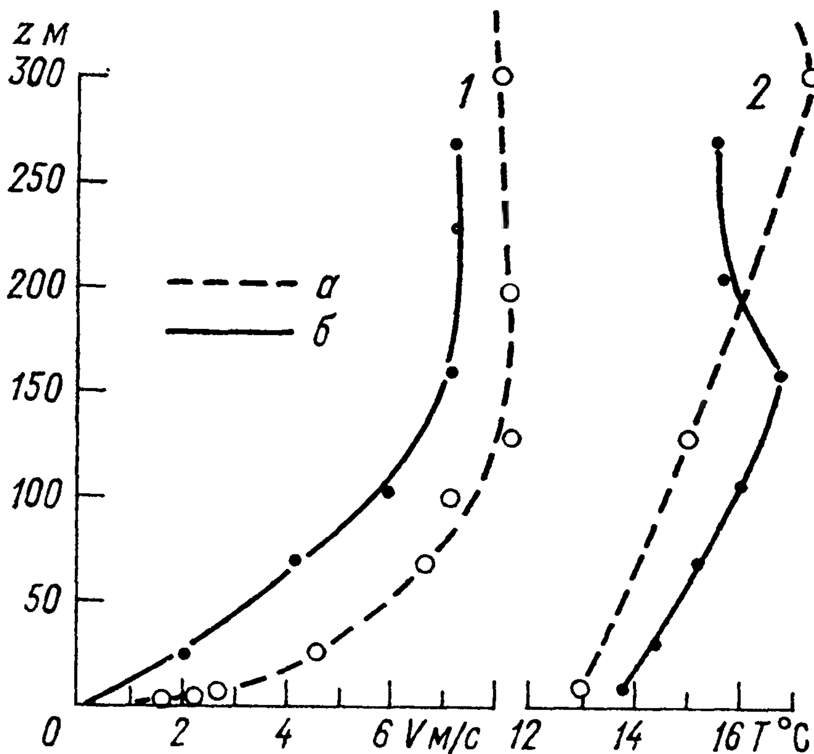


Рис. 9.2.6. Профили скорости ветра (*1*) и температуры (*2*) при устойчивой стратификации по одновременным наблюдениям на двух станциях при $V_g \approx 6$ м/с [80].

а — Воейково, $\mu_{0-H}=-245$; *б* — Ленинград, $\mu_{0-H}=-205$.

Таблица 9.2.1

Разность температур Ленинград—Воейково (теплый период, $V_{g0} \approx 7$ м/с) [86]

z м	ΔT °C	
	$\mu_{2-H}=128$, $n=11$, день	$\mu_{2-H}=-148$, $n=13$, $h_и=104$ м, ночь
2	1,5	1,1
25	1,3	1,5
104	0,9	2,3
164	0,4	1,5
269	—1,9	—2,2

Примечание. n — число случаев, $h_и$ — верхняя граница приземной инверсии.

В качестве характеристики динамического влияния города используется коэффициент ослабления ветра (отношение скорости ветра в пригороде к скорости ветра в условиях города $V_z/V_{zг}$). Этот коэффициент существенно зависит от высоты и от характера стратификации (рис. 9.2.7). Более подробно эти вопросы освещены в [80, 86].

При анализе влияния городской застройки на ветровой режим близлежащих районов необходимо учитывать расстояние от города. Эти вопросы обсуждаются в п. 9.6.

9.2.5. В обширной литературе по изучению процессов в пограничном слое атмосферы используются различные критерии устойчивости. Бо́льшая часть из них не может быть использована при типизации профилей метеорологических величин из-за отсутствия необходимой для их определения информации. В связи с этим возникает необходимость раз-

Таблица 9.2.2

Качественное соответствие между классами устойчивости, определенными разными способами по наземным метеорологическим измерениям, и параметрами устойчивости [80, 96]

Характеристика стратификации	Способы определения классов устойчивости					Параметры устойчивости				
	П	С	У	К, К—М	Т—ИЭМ	μ	L м	S_{2-300}	$\mu_0 - H$	$\mu_2 - H$
Очень неустойчивая	A	B_2	VII	V	1	<—80	0... —10	<—200	>1300	>350
Умеренно неустойчивая	B	B_1	VI	IV	2	—25... —80	—10... —40	—80... —200	500... 1300	270... 350
Слабо неустойчивая	C	B_1	V	III_2	3	—10... —25	—40... —100	—20... —80	180... 500	75... 270
Безразличная	D	C	IV	—	4	—10... 10	>100*	—20... 50	—130... 180	—100... 75
Слабо устойчивая	—	—	III	III_1	5	10... 50	10... 100	50... 200	—130... —330	—100... —260
Умеренно устойчивая	E	—	II	II	6	50... 100	<10	200... 500	<—330	<—260
Очень устойчивая	—	D	I	I	7	>100	—	>500	—	—

* По абсолютному значению.

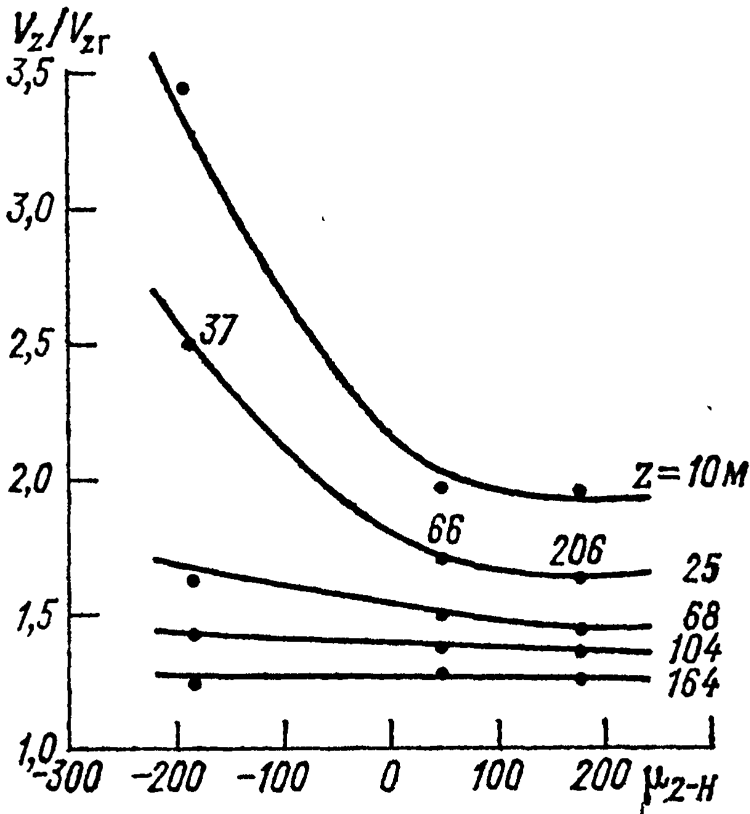


Рис. 9.2.7. Коэффициент ослабления скорости ветра (V_z/V_{zr}) в условиях Ленинграда при различной стратификации [86].

Цифры у точек указывают число случаев, использованных при осреднении.

работки упрощенных критериев для оценки состояния атмосферы.

Для приближенного определения устойчивости используют способы, основанные на данных метеорологических измерений наземных метеостанций. Качественное соотношение между разными вариантами таких способов приведено в табл. 9.2.2 (названия соответствуют: П — способ Паскуилла, Т-ИЭМ — Тернера с поправками [96], С — Смита, У — Улига, К — Клуга, К—М — Клуга—Манира). Описания самих способов можно найти, например, в [96]. Сущность поправок к способу Тернера заключается в некотором ограничении диапазона состояний, квалифицирующихся как безразличное, и в учете снежного покрова. Способы определения классов (категорий) Т—ИЭМ рассмотрены в табл. 9.2.3—9.2.5. Среднее соответствие классов устойчивости и параметров устойчивости получено по данным измерений в Обнинске.

Таблица 9.2.3

Индекс инсоляции n для определения класса Т-ИЭМ

День		Ночь	
Высота солнца, град	n	Время после захода, ч	n
0—15	1	0—2	—1
15—30	2	2—7	—2
30—45	3	>7	—3
45—60	4		
>60	5		

Таблица 9.2.4

Поправка индекса инсоляции n на облачность, видимость, снежный покров

Облачность, баллы	Высота облаков, м	Видимость, м	n							
			—3	—2	—1	1	2	3	4	5
10	<2000	<1000	0	0	0	0	0	0	0	0
10	<2000	>1000	0	0	0	1	1	1	1	2
10	>2000	Любая	0	0	0	1	1	2	3	4
6—9	>2000	»	—1	—1	—1	1	1	1	2	3
6—9	2000—5000	»	—1	—1	—1	1	1	2	3	4
4—6	2000—5000	»	—2	—1	—1					
Ночью										

Примечания. 1. При облачности ночью ⩽4 баллов, днем ⩽5 баллов любого яруса или 6—9 баллов верхнего яруса поправка на облачность не вводится. 2. При полном снежном покрове после поправки на облачность вводится дополнительная поправка: 1 заменяется на —1; все остальные значения уменьшаются на 1.

Таблица 9.2.5

Определение класса устойчивости

V_{10} м/с	Исправленный индекс инсоляции								
	5	4	3	2	1	0	—1	—2	—3
0,0—1,5	1	1	1	2	3	4	6	7	7
1,6—2,0	1	1	2	2	3	4	5	6	7
2,1—2,5	1	1	2	2	3	4	5	6	6
2,6—3,0	1	2	2	3	3	4	5	6	6
3,1—4,5	1	2	2	3	4	4	4	5	6
4,6—5,5	2	2	3	3	4	4	4	5	5
5,6—6,5	2	3	3	3	4	4	4	4	5
6,6—7,5	2	3	3	4	4	4	4	4	5
>7,5	3	4	4	4	4	4	4	4	4

В качестве параметра температурной стратификации используется аналог параметра S (см. п. 9.1):

$$S_{2-300} = 330 \frac{T_{300} - T_2 - 3}{V_{300}}, \qquad (9.2.2)$$

где T_{300} и V_{300} — температура воздуха и скорость ветра на высоте 300 м.

В силу неопределенности параметра шероховатости, а также неконтролируемой термической неоднородности подстилающей поверхности и 300-метрового слоя атмосферы указанные границы переходов условны. Соответствие между классами устойчивости и температурной стратификацией нижнего 300-метрового слоя определено в табл. 9.2.6. Типовые профили температуры и скорости ветра для различных классов представлены в табл. 9.2.7 (получены по измерениям на высотной мачте в Обнинске [95]). Повторяемость типов температурной стратификации и классов устойчивости, а также более подробные данные о профилях можно найти в [19].

Таблица 9.2.6

Типовые разности температуры для различных классов устойчивости

ΔT	Класс устойчивости Т—ИЭМ								
	1	2	3	4	5	6н	6в	7н	7в
					Теплое время года				
$T_{120}-T_2$	−2,5	−2,4... −1	−2,2... −1,3	−2,1... −1,1	−0,9... 1,2	2,7	2,2	4,5	3,1
$T_{300}-T_2$	−4,2	−4,1	−3,7... −2,5	−2,1... −3,5	−1,8... 0,7	1,7	3,3	3,7	4,2
P %	80	69	75	72	68	48	20	60	31
					Холодное время года				
$T_{120}-T_2$	—	—	−2,3... −1,3	−2,0... −1,1	−1,1	2,2	−1,1... 3,2	3,3	3,3
$T_{300}-T_2$	—	—	−3,6... −2,4	−3,4... −1,9	−2,1	1,4	−2,0... 5,7	2,5	5,4
P %	—	—	80	90	63	5	62	23	45

Примечание. P — обеспеченность (%) в пределах класса.

Таблица 9.2.7

Типовые значения разности температуры (ΔT), скорости ветра на высотах (V) и поворот ветра $\Delta\varphi$

Стратификация, S_{2-300}	V_{10}	ΔT °C			V м/с			$\Delta\varphi$°		
		120—2 м	300—120 м	300—2 м	9 м	121 м	301 м	10—120 м	120—300 м	10—300 м
					Класс 1					
Неустойчивость, −100	0—1	−2,5	−1,6	−4,1	0,6	1,6	3,3	6	6	6
	2—3	−2,7	−1,7	−4,4	2,0	3,2	4,3	6	0	4
					Класс 2					
Неустойчивость, −50... −80	0—1	−2,4	−1,6	−3,9	0,6	1,6	3,6	7	7	6
	2—3	−2,4	−1,7	−4,1	2,3	3,8	6,3	4	3	5
	4—5	−2,5	−1,7	−4,2	5,1	5,9	8,7	6	7	3
					Класс 3					
Неустойчивость, −30... −50	0—1	−2,1	−1,4	−3,5	0,6	2,1	4,0	2	2	5
	2—3	−2,2	−1,5	−3,7	2,5	4,4	7,5	3	3	4
	4—5	−2,4	−1,6	−4,0	4,5	6,7	9,7	4	2	3
					Класс 4					
Безразличное состояние, 8—60, лето	0—1	−0,9	−0,8	−1,7	0,6	3,2	7,0	9	13	20
	2—3	−1,0	−0,9	−1,9	2,4	5,9	11,6	6	11	15
	4—5	−1,2	−1,1	−2,3	4,4	8,0	13,9	3	7	9
	6—7	−1,3	−1,2	−2,5	6,3	9,6	16,1	3	4	7
	8	−1,3	−1,4	−2,7	8,8	11,7	16,7	3	6	7
зима	6—7	−1,3	−1,1	−2,4	6,3	10,2	18,2	3	5	6
	8	−1,2	−1,2	−2,4	9,0	13,0	22,4	3	2	5
					Класс 5					
Низкая инверсия (лето и зима)	2—3	1,5	−0,8	0,7	2,3	6,6	11,5	13	12	23
	4—5	1,0	−0,6	0,4	4,4	8,9	17,1	7	12	20
Слабая устойчивость (зима)	2—3	−1,2	−1,0	−2,2	2,4	5,5	10,7	5	10	13
	4—5	−1,0	−1,0	−2,0	4,4	8,4	16,5	3	5	7
	6—7	−1,0	−1,3	−2,3	6,2	10,3	19,8	4	1	0
					Класс 6					
Низкая инверсия (лето и зима)	0—1	2,7	−1,0	1,7	0,5	3,6	6,4	17	9	25
	2—3	2,1	−0,7	1,4	2,3	6,9	12,1	20	11	28
Высокая инверсия (лето)	0—1	2,2	1,1	3,3	0,5	3,6	6,4	22	16	35
	2—3	1,8	1,1	2,9	0,5	4,8	9,0	20	19	36
Высокая инверсия (зима)	0—1	3,2	2,9	6,1	0,6	4,3	7,7	26	18	31
	2—3	1,3	4,3	5,6	2,5	7,4	15,5	21	22	39
	4—5	1,4	6,0	7,4	4,0	9,2	17,2	19	18	37
					Класс 7					
Низкая инверсия	0—1	4,5	−0,8	3,7	0,4	3,3	6,1	23	7	28
	2—3	3,2	−0,6	2,6	2,0	5,4	9,4	28	14	35
Высокая инверсия	0—1	3,3	2,0	5,3	0,5	4,3	7,9	23	14	37
	2—3	1,7	3,6	5,3	2,0	6,9	10,6	21	17	34

Примечание. Стандартное отклонение для ΔT составляет 0,5—1 °C; для V — до 60 % при $V < 6$ м/с и 30—35 % при $V > 6$ м/с; для $\Delta\varphi$ — около 20°. Низкая инверсия — $h_и \leqslant 200$ м, высокая — $h_и > 200$ м.

9.3. СУТОЧНЫЙ ХОД ТЕМПЕРАТУРЫ, ВЕТРА И ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ

Нестационарность процессов в пограничном слое в первую очередь связана с суточным ходом коротковолновой радиации. Анализ суточного хода метеорологических элементов обычно проводится по среднемесячным значениям, полученным с учетом сроков наблюдений. Целесообразно, однако, такой анализ проводить с учетом характера облачности в рассматриваемые периоды. Иллюстрацией суточного хода скорости ветра служит рис. 9.3.1. На рис. 9.3.2 даются профили ветра в различные сроки наблюдений [86].

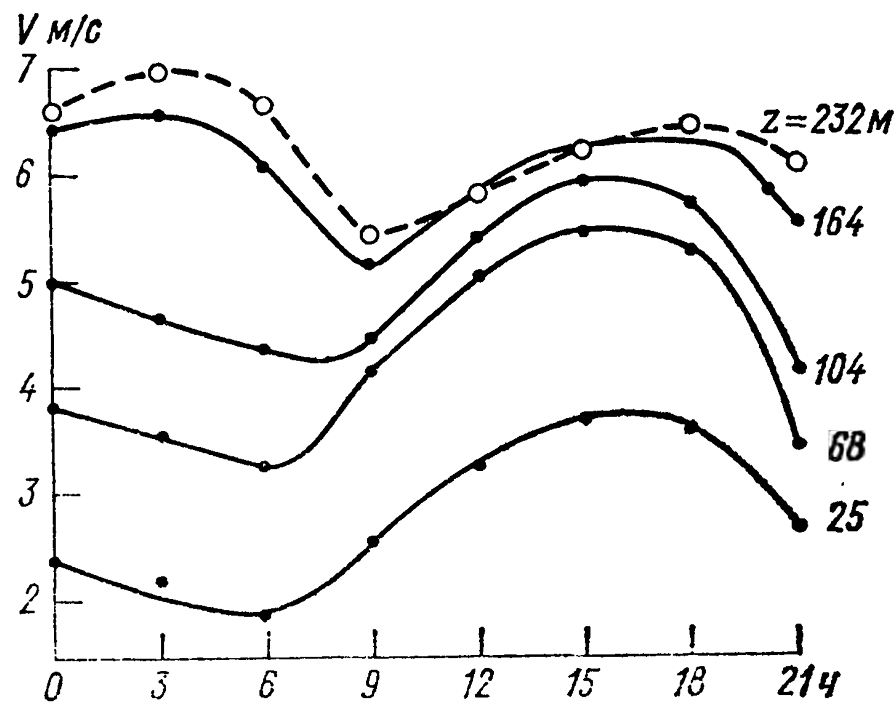


Рис. 9.3.1. Суточный ход скорости ветра.
Ленинград, теплый период, $V_g \approx 6$ м/с; осреднение производилось по 13 ясным дням.

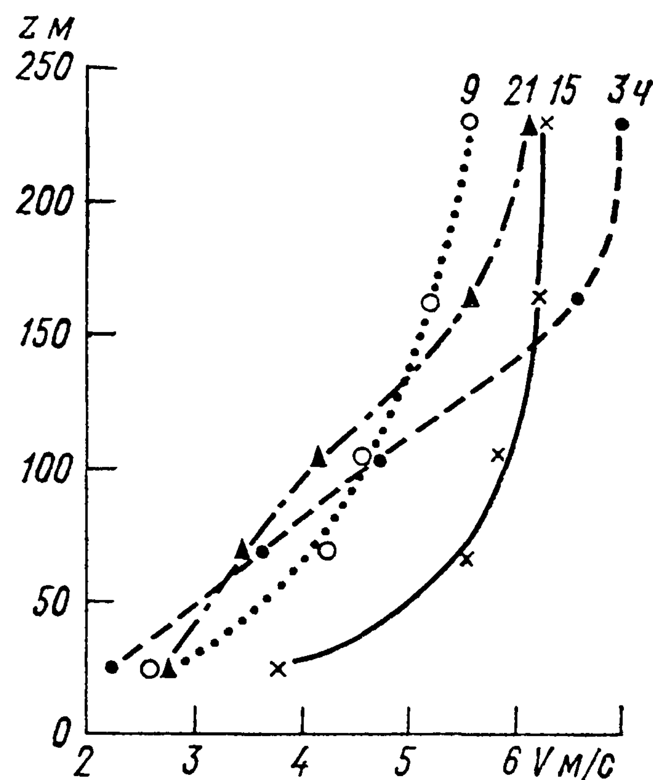


Рис. 9.3.2. Суточный ход вертикального распределения скорости ветра.
Ленинград, теплый период, $V_g \approx$ ≈ 6 м/с; осреднение производилось по 13 ясным дням.

Изменчивость скорости ветра в течение суток связана с изменением характера стратификации. Например, параметр μ_{0-H} в ясные дни может изменяться от —1000... —1500 в ночные часы до 1500—2000 в дневные, а масштаб L — от 2—6 м до —4... —10 м соответственно. При этом в нижнем слое максимальные скорости ветра отмечаются в околополуденные и послеполуденные часы; в верхних слоях (выше уровня обращения) в указанные часы наблюдаются минимальные скорости ветра. Высота обращения в условиях равнинной местности и травяного покрова составляет 50—100 м, в больших городах — 150—250 м.

Суточный ход метеоэлементов чаще всего характеризуют амплитудой, определяемой как разность между значениями соответствующих характеристик в максимуме и минимуме. Суточная амплитуда температуры максимальна у поверхности Земли и убывает с высотой. В профиле амплитуды скорости ветра отмечаются два максимума — на высотах порядка 10 и 200—300 м. Амплитуда скорости ветра на этих высотах может достигать 4—5 м/с, в среднем обычно составляет 2—3 м/с.

Ниже приводятся количественные характеристики суточной изменчивости метеорологических элементов по материалам наблюдений на метеорологической мачте в Обнинске. Сведения о суточной изменчивости характеристик погранслоя в условиях города можно найти в [12].

Данные о среднем суточном ходе температуры воздуха, скорости ветра и влажности по данным на высотной мачте в Обнинске для января, апреля, июля и октября приведены в работе [64].

Влияние большого города на суточный ход температуры и скорости ветра иллюстрируется табл. 9.3.1 и 9.3.2 (средние данные за 5 лет — Обнинск и Останкино — Москва [64]).

Влияние скорости ветра на суточный ход градиентов температуры при ясной погоде летом иллюстрируется табл. 9.3.3.

Таблица 9.3.1

Суточная амплитуда A_T, время наступления максимума $\tau_{макс}$ и минимума $\tau_{мин}$ температуры [96]

z м	Обнинск			Останкино		
	A_T °C	$\tau_{макс}$ ч	$\tau_{мин}$ ч	A_T °C	$\tau_{макс}$ ч	$\tau_{мин}$
			Зима			
300	0,8	15	6—9	0,9	15	9
125	1,7	15	9	2,6	15	6—9
2	2,9	15	6—9	2,6	15	9
			Весна			
300	2,9	15—18	3	3,0	15—18	6
125	4,4	15	6	5,7	15	6
2	7,0	15	6	6,2	15	6
			Лето			
300	2,6	15—18	6 —9	2,9	18	6
125	4,8	15	6	4,6	15	6
2	8,5	15	3	7,4	15	3
			Осень			
300	1,3	15	9	1,1	15	9
125	2,3	15	6—9	2,5	15	6
2	4,1	15	6	3,6	15	6

Таблица 9.3.2

Средняя суточная скорость ветра V, суточная амплитуда A_V, время наступления максимума $\tau_{макс}$ и минимума $\tau_{мин}$ скорости ветра [96]

z м	Обнинск				Останкино			
	V м/с	A_V м/с	$\tau_{макс}$ ч	$\tau_{мин}$ ч	V м/с	A_V м/с	$\tau_{макс}$ ч	$\tau_{мин}$ ч
				Зима				
300	9,8	1,2	—**	15	9,2	1,0	—**	15
$z_ф$*	1,8	0,3	12—15	0—3	3,1	0,3	—**	0—3
				Весна				
300	8,3	2,6	0	12	7,4	2,6	0	12
$z_ф$	1,6	1,1	15	0—3	2,9	1,3	15	6
				Лето				
300	6,9	2,3	3	12	6,7	2,4	0	9
$z_ф$	1,3	1,3	15	21—3	2,4	1,5	15	3—6
				Осень				
300	9,2	1,6	21	12—15	9,1	1,7	21	12
$z_ф$	1,8	0,8	15	3	3,0	0,8	15	0; 6

* Высота флюгера ($z_ф$) в Обнинске 9 м, в Останкино 15 м.

** Максимум выражен нечетко.

Таблица 9.3.3

Суточный ход градиента температуры (°С/100 м) при разной скорости ветра на уровне 300 м [96]

z м	Время, ч							
	0	3	6	9	12	15	18	21
				$V_{300} < 10$ м/с				
120—300	—0,27	0,23	0,38	—0,56	—0,90	—0,70	—0,76	—0,63
50—120	1,30	1,86	2,05	—0,66	—1,02	—0,97	—0,66	—0,12
2—50	4,80	6,08	1,04	—2,25	—2,56	—1,93	—0,78	4,11
S_{2-300}	300	500	370	30	—120	10	50	170
				$V_{300} \geqslant 10$ м/с				
120—300	—0,59	0,40	0,81	0,16	—0,83	—0,97	0,65	—0,03
50—120	1,92	2,14	1,60	—0,87	—1,27	—1,18	—0,71	0,65
2—50	3,28	3,18	—0,16	—2,15	—2,39	—1,77	—0,31	3,15
S_{2-300}	200	220	180	54	—20	—15	40	150

Градиент рассчитывался по формуле

$$\Gamma = \frac{T(z_2) - T(z_1)}{z_2 - z_1}.$$

Влияние облачности на суточный ход температуры и ее градиентов в летнее время рассматривается в табл. 9.3.4 и 9.3.5.

Типичный суточный ход скорости ветра в летнее время представлен в табл. 9.3.6. Суточный ход влажности обсуждается в [64, 96].

Все приведенные материалы подробно описаны в [96]. Данные, представленные в табл. 9.3.1 и 9.3.2, получены по ежедневным восьмисрочным измерениям за 5 лет. Пункт Останкино расположен на территории Москвы; описание организации измерений и аппаратуры можно найти в [47]. Данные табл. 9.3.3—9.3.6 получены по выборочным измерениям при антициклонической ситуации в теплое время года; общий объем выборки 29 сут. Во всех таблицах приведено московское декретное время.

Таблица 9.

Средняя суточная амплитуда температуры A_T °С

z м	A_T °С	
	Ясно	Переменная облачность
300	3,7	3,4
217	5,0	4,0
121	8,7	5,9
49	10,8	8,0
25	11,8	8,7
9	13,6	8,8
2	15,4	10,1

Таблица 9.3.5

Суточный ход среднего градиента (°С/100 м) температуры воздуха [96] при различных условиях

z м	Время, ч							
	0	3	6	9	12	15	18	21
				Ясно, слабый ветер				
120—300	—0,40	—0,27	1,07	—0,22	—1,23	—1,22	—1,02	—0,68
50—120	2,38	3,72	2,40	—1,53	—1,58	—1,44	—1,42	—0,52
2—50	9,70	8,80	0,97	—1,69	—2,43	—2,30	—0,47	7,90
S_{2-300}	490	620	450	50	—100	—170	—85	260
				Небольшая облачность				
120—300	0	0,27	0,74	—0,02	—0,86	—0,94	—0,67	—0,37
50—120	2,08	2,69	2,64	—0,67	—1,21	—1,07	—0,67	0,51
2—50	5,21	6,22	2,17	—2,04	—2,28	—1,61	—0,01	4,33
S_{2-300}	270	390	280	15	—80	—70	6	170
				Переменная облачность				
120—300	—0,18	0,15	0,30	—0,22	—0,85	—0,91	—0,78	—0,52
50—120	0,76	1,20	0,91	—0,70	—1,02	—1,09	—0,78	—0,07
2—50	3,33	2,96	—0,51	—2,55	—3,04	—2,68	—1,21	2,64
S_{2-300}	120	140	90	10	—60	—60	24	70

Таблица 9.3.6

Суточный ход скорости ветра V и поворота вектора ветра $\Delta\varphi$ относительно уровня 9 м с высотой при антициклонической ситуации летом [96]

z м	Время, ч							
	0	3	6	9	12	15	18	21
	V м/с (слабый ветер)							
300	5,1	4,6	3,1	3,3	3,2	3,6	2,9	3,6
217	5,1	4,6	3,4	2,7	2,9	4,0	2,8	3,6
121	5,6	4,9	3,8	2,0	3,1	3,8	2,8	3,6
73	4,4	3,9	2,9	1,7	3,0	3,8	2,7	3,2
49	2,4	2,3	1,7	1,4	2,6	2,9	2,0	2,1
25	1,8	1,3	1,2	1,4	2,4	3,0	1,8	1,8
9	0,7	0,5	0,6	1,3	2,1	2,8	1,7	0,9
	V м/с (умеренный ветер)							
300	9,3	9,0	8,0	5,8	6,0	6,1	7,1	8,7
217	9,1	8,7	7,5	4,6	5,8	5,8	6,6	7,9
121	7,6	6,9	5,9	3,7	4,9	5,0	5,5	6,2
73	5,8	5,2	4,1	3,3	4,5	4,6	4,8	5,1
49	4,1	3,6	2,8	2,9	4,0	3,9	4,0	3,8
25	2,6	2,2	1,9	2,6	3,6	3,6	3,3	2,5
9	1,6	1,3	1,2	2,4	3,3	3,1	2,7	1,6
	$\Delta\varphi°$ (умеренный ветер)							
265	36	35	30	23	12	19	17	31
217	35	29	27	17	11	17	14	30
121	23	20	19	9	5	9	8	18
49	11	10	6	2	3	5	4	7

Примечание. Высота обращения для слабых ветров — около 50 м, для умеренных — около 50—75 м.

9.4. РАСЧЕТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АПС В НИЖНЕМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

9.4.1. Существуют разные способы восстановления профилей скорости ветра по ограниченной информации. Если известно значение скорости ветра на уровне $z = 10$ м, профиль скорости ветра можно рассчитать по ветровым коэффициентам V_z/V_{10}. Эти коэффициенты существенно зависят от высоты над поверхностью Земли, скорости геострофического ветра (и, следовательно, от V_{10}), шероховатости подстилающей поверхности, характера стратификации. Влияние указанных факторов иллюстрируют рис. 9.4.1 и 9.4.2.

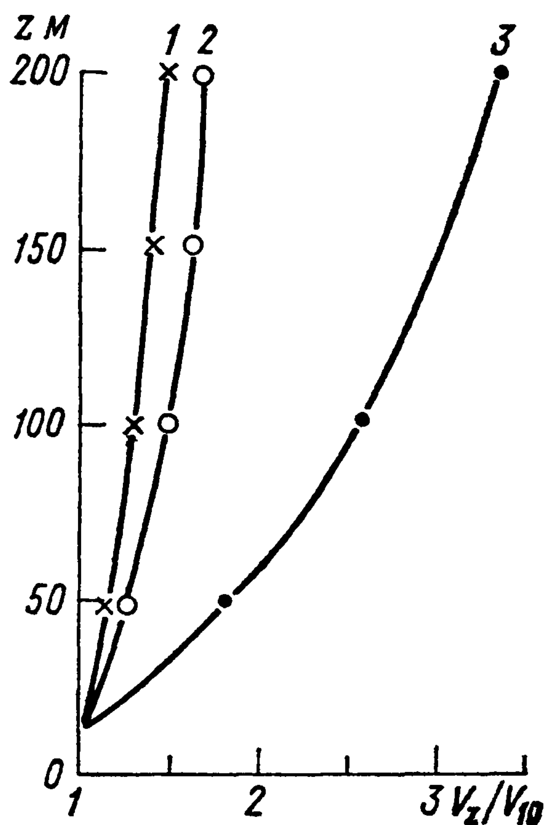


Рис. 9.4.1. Ветровые коэффициенты при нейтральной стратификации при разных значениях параметра z_0 ($V_g \approx 12$ м/с).
1) $z_0=0,07$ см (снег); *2)* $z_0=2$ см (травяной покров); *3)* $z_0=80$ см (город).

Методы восстановления скорости ветра на высотах при известных перепадах температуры в АПС описаны в работах [62, 80, 81, 88]. На практике значительный интерес представляют данные о ветровых коэффициентах в условиях города. Их зависимость от стратификации для Ленинграда представлена на рис. 9.4.3.

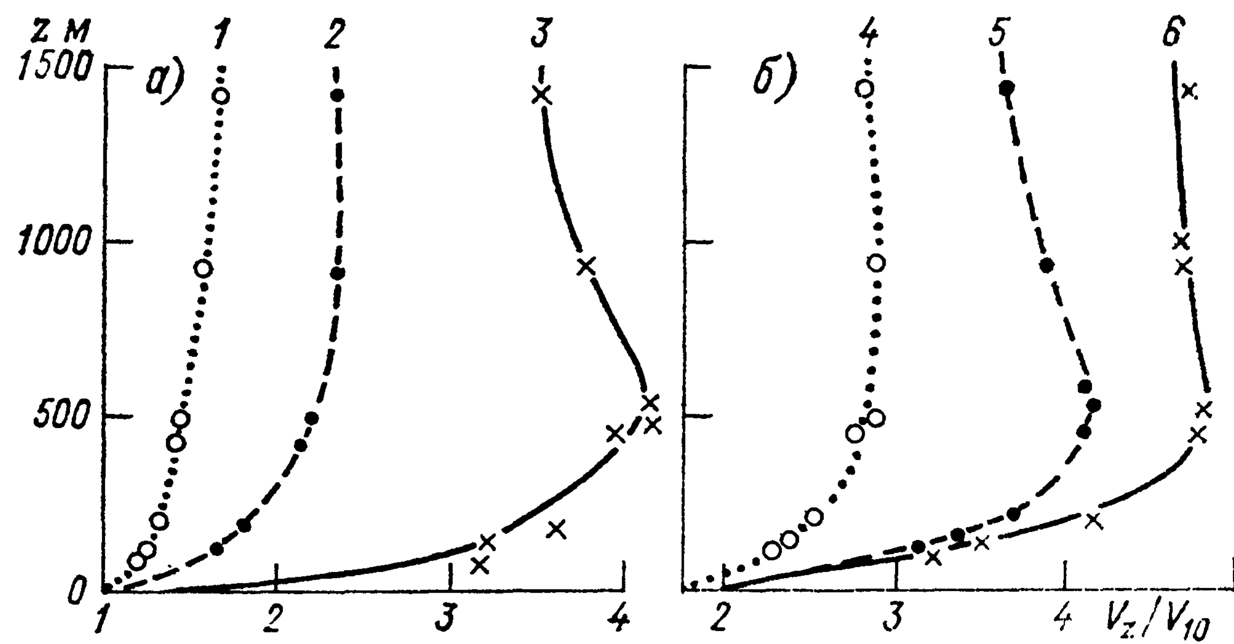


Рис. 9.4.2. Профили V_z/V_{10} при различной стратификации ($V_g \approx 13$ м/с).

	а — теплый период			*б — холодный период*		
Кривая	*1*	2	*3*	*4*	*5*	*6*
$\mu_0 - H$ . . .	340	0	−140	0	−230	−340

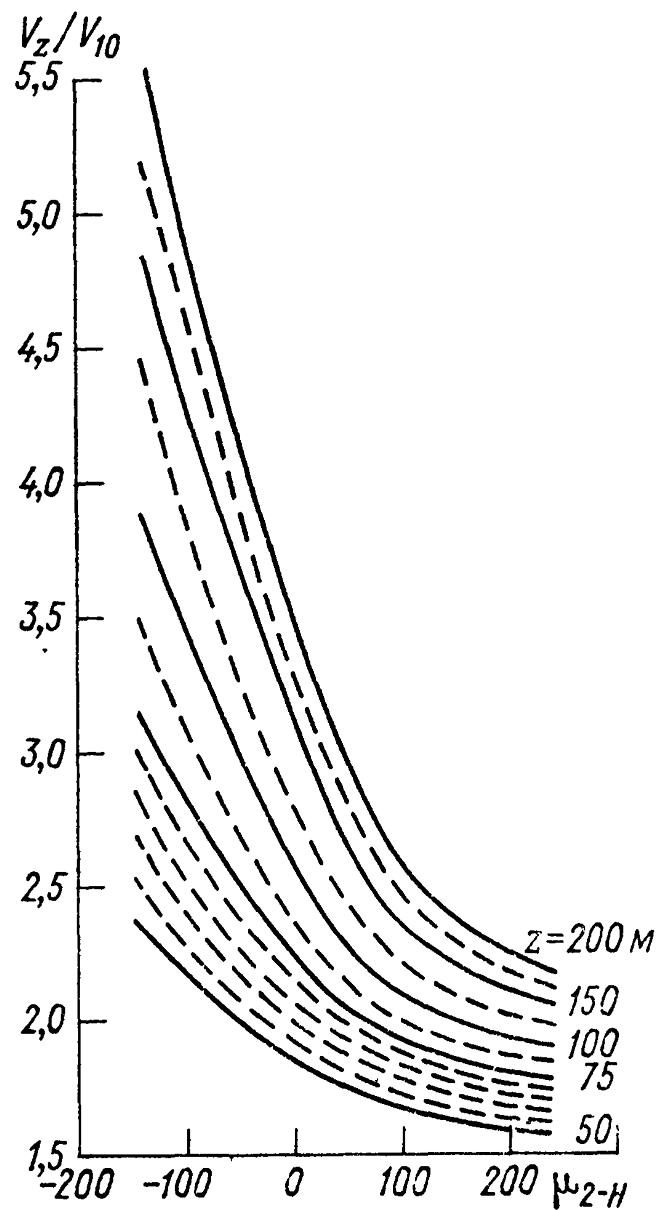


Рис. 9.4.3. Номограмма для определения V_z/V_{10} в условиях города при $z_0=0,8$ м.

При нейтральной стратификации (что справедливо прежде всего при сильных ветрах) для восстановления профиля ветра в нижнем 100-метровом слое используется логарифмический закон изменения скорости ветра с высотой. Более общей формой является простой степенной закон

$$V_z/V_{10} = (z/z_1)^m, \qquad (9.4.1)$$

где параметр m должен задаваться с учетом стратификации, скорости ветра на уровне z_1, шероховатости подстилающей поверхности, толщины рассматриваемого слоя, а также высоты z_1 [11, 53, 80]. Зависимость параметра m от стратификации и скорости ветра на уровне 10 м иллюстрирует табл. 9.4.1. Таблица составлена по средним профилям, взятым из [80], характерным для лесостепной зоны европейской части СССР (см. п. 9.2).

Способы восстановления профиля скорости ветра в приводном слое описываются в [2, 65].

Таблица 9.4.1

Значения m для слоя 10—100 м при разных значениях V_{10} и $T_2—T_{1500}$

Травяной покров ($z_0 \approx 2$ см)

V_{10}, м/с	$T_2 - T_{1500}$ °C									
	$\leqslant 4$	5	6	7	8	9	10	11	12	14
2	0,46	0,44	0,41	0,36	0,31	0,26	0,21	0,17	0,12	0,08
4	0,36	0,35	0,33	0,30	0,26	0,22	0,18	0,15	0,12	0,08
6	0,30	0,29	0,27	0,25	0,22	0,20	0,17	0,14	0,11	0,09
8	0,25	0,24	0,23	0,22	0,20	0,18	0,16	1,13	0,12	0,10
10	0,22	0,21	0,20	0,19	0,18	0,17	0,16	0,14	0,12	0,12
12	0,19	0,19	0,18	0,18	0,17	0,16	0,16	0,14	0,14	0,13

Снежная поверхность ($z_0 \approx 0,07$ см)

V_{10}, м/с	$T_2 - T_{1500}$ °C						
	$\leqslant -2$	1	3	5	7	9	11
2	0,51	0,50	0,46	0,41	0,33	0,25	0,15
4	0,38	0,36	0,34	0,30	0,26	0,21	0,15
6	0,30	0,29	0,27	0,24	0,22	0,19	0,14
8	0,25	0,24	0,23	0,21	0,19	0,17	0,14
10	0,22	0,21	0,20	0,18	0,17	0,16	0,14
12	0,20	0,19	0,18	0,17	0,16	0,15	0,14

Примечания: 1. При $V_{10} \geqslant 14$ м/с для теплого периода $m=0,16$, для холодного — $m=0,14$.— 2. $T_2—T_{1500}$ — перепад температуры воздуха в слое 2—1500 м; при нейтральной стратификации $T_2—T_{1500} \approx 9$ °С.

9.4.2. Рекомендуемый ниже способ восстановления профилей вектора скорости ветра и коэффициента турбулентности по наземной информации разработан на основе применения модели АПС [20] для местности того же типа, что и местность, где расположена метеорологическая мачта в Обнинске.

Требуемая входная информация: скорость ветра на уровне 10 м (u_{10} м/с), класс устойчивости (P) (см. п. 9.2), параметр шероховатости (z_0 м) (см. п .9.1), параметр Кориолиса (l с$^{-1}$). Расчет производится по следующей схеме. Определяется u_* (м/с) по формуле

$$u_* = \frac{0,4 u_{10}}{\ln(10/z_0) + A_P}, \qquad (9.4.2)$$

где A_P принимает следующие значения:

P	1	2	3	4	5	6	7
A_P	—0,7	—0,5	—0,3	0,1	0,3	0,8	1,3

По значению u_* определяется $\lambda = 0,4\, u_*/l$ и $\tilde{z} = z/\lambda$. По полученным значениям $\tilde{z}$ и с помощью табл. 9.4.2 определяются $\tilde{u}$ и $\tilde{K}$. Между табличными значениями можно применять линейную интерполяцию. По значениям $\tilde{u}$ и $\tilde{K}$ для заданных z рассчитываются следующие величины:

$$u = 2,5 u_* \tilde{u} \quad \text{и} \quad K = 0,4 u_* \lambda \tilde{K} = 0,16 \frac{u_*^2}{l} \tilde{K}. \qquad (9.4.3)$$

9.4.3. Для профилей температуры в пределах слоя от 0 до 200—300 м над сушей в дневное время в первом приближении предиктором может служить класс устойчивости (см. табл. 9.2.6 и 9.2.7). Утром в теплое время года при ясной погоде разрушение ночной инверсии снизу и увеличение толщины неустойчивого слоя можно оценить по формуле [19]

$$h_1 = 1,2 \cdot 10^{-2} V t, \qquad (9.4.4)$$

где V — скорость ветра (м/с), t — время от момента восхода солнца (с). Вечером в теплое время года приземная инверсия образуется в среднем за 1,5 ч до захода солнца и мощность ее возрастает по закону [19]

$$h_2 = c t^{2/3}, \qquad (9.4.5)$$

где $c \approx 42$ м/ч$^{2/3}$ при слабом ветре и 65 м/ч$^{2/3}$ при умеренном; за начало отсчета t (ч) принимается момент 1,5 ч до захода солнца. В ночное время по классу устойчивости можно определить наличие или отсутствие приземной инверсии, но не ее высоту, которая зависит не только от выбранных предикторов, но также от синоптических условий.

Способ восстановления профиля температуры в условиях конвекции для гидродинамических моделей прогноза обсуждается в работе [54].

9.4.4. Существует довольно обширная группа приложений, требующих при своей реализации данных о расчетных максимальных характеристиках ветрового режима в нижнем 300—500-метровом слое атмосферы. К ним относятся проектирование, строительство и эксплуатация высоких сооружений [9, 13, 87]. Применительно к задаче расчета высотных сооружений на ветровую нагрузку наиболее важными являются расчетные скорости ветра в нижнем слое, возможные один раз в заданный период. Основным исходным материалом для определения упомянутой нагрузки являются наблюдения радиозондовых аэрологических станций. Используя данные регулярных радиозондовых измерений скорости ветра по методике, изложенной в [39], были вычислены максимальные скорости малой вероятности на стандартных уровнях нижнего слоя атмосферы. В табл. 9.4.3 приведены такие расчетные скорости для двух пунктов, характеризующихся неодинаковыми условиями подстилающей поверхности вблизи водной поверхности (Таллинн) и в глубине континента (Харьков). Из таблицы видно, что увеличение скоростей ветра на побережье больше. Приведенные в табл. 9.4.3 данные показательны для относительно открытой местности, где крупные препятствия и неоднородности подстилающей поверхности отсутствуют. Иной характер носит распределение скорости по высоте над сильно расчлененной поверхностью, например городской многоэтажной застройкой. Они приведены в табл. 9.4.4 и получены по данным наблюдений на высотных мачтах [11, 13]. Из этой таблицы следует, что в условиях города, во-первых, скорость ветра у поверхности Земли существенно меньше, чем над открытой местностью, а во-вторых, более значительны вертикальные градиенты скорости в приземном слое. Отметим, что в табл. 9.4.4 расчетные скорости ветра даны при часовом осреднении.

9.4.5. Расчет высоких гибких сооружений, таких как радио- и телевизионные башни, опоры линий электропередачи, требует данных о пульсационных характеристиках ветрового напора. В соответствии с существующими нормативными документами [94], пульсационная часть ветрового напора $p_п$ определяется с помощью соотношения

$$p_п = \kappa^2 - 1.$$

Коэффициентом порывистости κ называют максимальное значение скорости ветра за период T (максимальный порыв), деленное на осредненную за этот период скорость ветра V. Эта величина связана с интенсивностью турбулентности и зависит от времени осреднения при измерении скорости ветра τ:

$$\kappa(T, \tau) = \left\langle \frac{V_{\max}}{V} \right\rangle = 1 + \alpha(T, \tau) I'_u,$$

где α — коэффициент, который зависит от характера распределения пульсаций ветра; I_u — интенсивность турбулентности (см. формулу (9.5.3)); угловые скобки означают осреднение по ансамблю реализаций.

Данные измерений коэффициента порывистости в Обнинске и в Цукуба (Япония) при больших скоростях ветра в зависимости от $T/\tau = N$ (число членов в реализации) приведены в [19]. Величину α рассчитывают исходя из нормального закона. Реально измеренные значения α на высотах менее 30 м немного больше рассчитанных, на высотах более 100 м — немного меньше.

Данные о коэффициенте порывистости κ над Ленинградом приведены в табл. 9.4.5. Величина стандартного отклонения пульсации скорости $\sigma_V(z)$, была получена расчетным способом, по методике, изложенной в [11, 13]. Над городом коэффициент порывистости больше, чем над открытой местностью.

Наряду с конструкциями, упомянутыми выше, существует обширный класс так называемых сплошностенчатых сооружений, для которых расчет максимального значения статической

Таблица 9.4.2

Типовые безразмерные вертикальные профили модуля скорости ($\tilde{u}$), угла поворота ($\Delta\varphi$) вектора скорости ветра, коэффициента (κ) для классов устойчивости

Теплый период

$\tilde{z}$	Класс устойчивости								
	1			2			3		
	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$
0,01	3,2	0	1,5	3,7	0	1,3	3,9	0	1,1
0,1	4,7	2	14,8	5,3	2	9,7	6,4	4	6,0
0,2	5,2	3	23,8	6,4	3	13,7	7,4	6	5,2
0,3	5,4	4	26,9	6,8	5	13,7	8,1	8	3,0
0,4	5,6	5	27,2	7,1	7	11,8	8,7	10	1,4
0,5	5,8	6	25,5	7,4	8	8,9	8,9	12	0,4
0,6	5,9	7	22,7	7,6	9	6,5	8,9	13	0,2
0,7	6,0	8	19,6	7,7	10	3,9			

$\tilde{z}$	Класс устойчивости											
	4			5			6			7		
	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$
0,01	4,2	0	0,9	4,4	0	0,8	4,2	0	0,7	3,9	0	0,7
0,06	6,5	2	3,1	7,2	2	1,7	7,7	4	1,1	8,0	9	0,8
0,1	7,4	5	3,8	8,8	10	1,4	10,1	15	0,6	11,0	18	0,5
0,2	8,8	17	2,6	11,8	20	0,4	13,7	26	0,1	14,3	31	0,0
0,3	9,7	21	1,4	11,9	30	0,0	12,0	37	0,0	13,0	43	0,0
0,4	10,2	24	0,3									

Холодный период

$\tilde{z}$	Класс устойчивости								
	2			3			4		
	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$
0,01	4,7	0	1,0	5,1	0	0,9	5,4	0	0,8
0,1	7,2	4	6,2	7,8	5	4,9	9,2	8	2,1
0,2	8,3	6	5,5	9,0	9	3,6	11,5	14	0,8
0,3	8,8	10	3,1	9,8	12	1,1	12,4	19	0,2
0,4	9,5	12	1,3	10,4	15	0,4	11,8	28	0,0
0,5	9,6	14	0,4	10,0	19	0,0			
0,6	9,3	16	0,0						

$\tilde{z}$	Класс устойчивости								
	5			6			7		
	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$	$\tilde{u}$	$\Delta\varphi$	$\tilde{K}\cdot 10^2$
0,01	5,3	0	0,8	5,1	0	0,8	5,0	0	0,7
0,06	7,9	2	2,1	8,1	5	1,5	8,4	10	1,1
0,10	9,3	13	1,9	9,8	20	1,1	10,8	28	0,1
0,20	11,7	22	0,6	13,1	27	0,2	14,3	44	0,0
0,30	12,5	33	0,1	12,0	39	0,0			

Таблица 9.4.3

Расчетные значения скорости ветра $V_р$ (м/с), возможные один раз в заданный период времени в нижнем 500-метровом слое

Высота, м	Период, число лет											
	1	5	10	20	50	100	1	5	10	20	50	100
	Харьков						Таллинн					
10	14	16	16	17	17	18	20	22	23	24	25	26
100	19	20	21	22	22	23	22	25	26	26	27	28
200	21	23	23	24	25	26	25	27	28	29	30	31
300	23	25	26	27	28	29	26	29	30	31	32	33
500	25	27	28	28	30	30	29	32	33	34	36	37

Таблица 9.4.4

Расчетные значения скорости ветра $V_р$, возможные один раз за 5 лет, в нижнем 300-метровом слое над многоэтажной городской застройкой (по данным наблюдений на высотных мачтах)

Город	Высота, м						
	25	50	100	150	200	250	300
Ленинград	12	14	17	20	23	25	26
Киев	12	14	17	19	20	—	—
Новосибирск	12	15	18	20	21	—	—

Таблица 9.4.5

Характеристики порывистости ветра на уровнях наблюдений на телевизионной мачте в г. Ленинграде (при максимальной за 5 лет скорости ветра на высоте 25 м)

Уровень, м	$\bar{u}$ м/с	$\sigma_u/\bar{u}$	k (3с; 1ч)
25	12,0	0,280	1,87
68	14,7	0,229	1,72
104	16,0	0,216	1,68
164	17,6	0,192	1,60
269	19,5	0,175	1,55

составляющей ветровой нагрузки производится принципиально иначе. К таким сооружениям относятся, например, трубы, массивные опоры радио- и телевизионных антенн и т. д. При расчете статической нагрузки на эти сооружения большое значение приобретает аэродинамический коэффициент c_x, входящий в формулу для расчета ветровой нагрузки:

$$p = c_x q,$$

где q — скоростной напор ветра.

В работе [9], где представлены результаты экспериментальных исследований, указано, что аэродинамические коэффициенты профилей с плавным очертанием (например круга, эллипса и т. д.) характеризуются резко выраженным падением сопротивления (кризис обтекания) в определенном для каждого типа сечения интервале скоростей потока (чисел Рейнольдса). Для таких профилей статическая нагрузка при *максимальной* скорости ветра может оказаться *не наибольшей*. Согласно [9], значение нагрузки по сравнению с докризисным режимом может уменьшиться в 1,5—2 раза. В этом случае следует определить статическую ветровую нагрузку не только при максимальной скорости, но и в докризисном режиме, а затем принять в расчет наибольшее из двух значений.

Динамическая составляющая ветровой нагрузки на высокие сплошностенчатые сооружения возникает под влиянием ряда факторов, в частности интенсивных автоколебаний самих сооружений или их отдельных элементов, возникающих обычно при сравнительно небольших скоростях ветра (5—15 м/с). В связи с этим представляют интерес исследования, посвященные повторяемости указанного диапазона, проведенные по наблюдениям на трех высотных опорах и аэрологическим наблюдениям над прибрежными частями акватории Балтики (рис. 9.4.4).

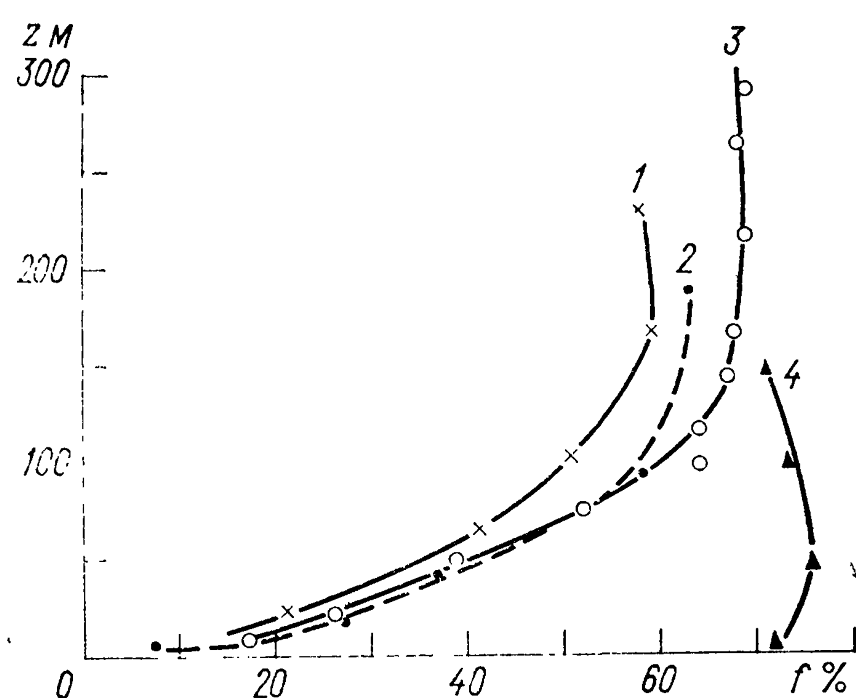


Рис. 9.4.4. Изменение повторяемости f (%) значений скорости ветра 5—15 м/с с высотой над разными подстилающими поверхностями.

1 — Ленинград, *2* — Новосибирск, *3* — Обнинск, *4* — акватория Балтики.

Из анализа этого рисунка видно, что для I ветрового района в условиях городской застройки (Обнинск) повторяемость f значений скорости ветра в диапазоне 5—15 м/с равна 20 %, для II и III ветровых районов (Новосибирск и Ленинград) — 10 %. Аналогичные исследования для условий равнинной местности дают значения повторяемости (5—15 м/с) для I и II районов 24 %, для III и IV — 32 %, для V — 35 %, для VI — 40 % и для VII — 42 %.

Таким образом, лишь в I ветровом районе повторяемости f (5—15 м/с) для равнинной местности и для условий города примерно одинаковы; во II и III районах вероятность скорости ветра, равной 5—15 м/с, а следовательно, и интенсивных автоколебаний, для равнинной местности больше, чем для условий города, в 2 и 3 раза соответственно. Особенно велика вероятность появления интенсивных автоколебаний на акватории, где значения f (5—15 м/с) на высоте флюгера велики и мало изменяются вплоть до высоты 150 м, превышая значения f в условиях города в 2—5 раз.

9.5. СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПРИЗЕМНОМ И ПОГРАНИЧНОМ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

9.5.1. Турбулентный диапазон в обобщенных спектрах метеорологических величин представлен в виде турбулентного максимума и спадания спектра при увеличении частоты. В АПС положение максимума и его амплитуда зависят от скорости ветра, термической устойчивости, высоты над поверхностью Земли и характера подстилающей поверхности. В среднем с ростом высоты максимум сдвигается в область более низких частот. Ночью при устойчивом состоянии нижнего слоя атмосферы этот максимум уменьшается и перемещается в более высокочастотную часть, днем при развитии конвекции — увеличивается и сдвигается в низкочастотную область. Застройка, высокая растительность способствуют увеличению амплитуды максимума.

Полная дисперсия любой величины (пульсаций компонент скорости ветра, температуры, давления и др.) связана со спектральной плотностью $S(n)$ соотношением

$$\sigma^2 = \int_0^\infty S(n)\,dn = \int_0^\infty S(\omega)\,d\omega = \int_0^\infty S(k)\,dk, \qquad (9.5.1)$$

где $\omega = 2\pi n$ — круговая частота, k — волновое число [52, 66, 97].

При интегрировании в конечных пределах

$$\sigma^2(T,\ \tau) = \int_{n_1}^{n_2} S(n)\,dn, \qquad (9.5.2)$$

причем n_1 и n_2 могут определяться длиной реализации $T = n_1^{-1}$, частотой съема данных $\tau = n_2^{-1}$, инерцией измерительной аппаратуры или характеристиками числовых фильтров.

Интенсивностью турбулентности называют отношение стандартного отклонения пульсаций той или иной компоненты вектора скорости к средней скорости потока. При этом обычно используют локальную скорость потока

$$I_{u,\,v,\,w}(T,\ \tau,\ z) = \frac{\sigma_{u,\,v,\,w}}{V_z}. \qquad (9.5.3)$$

Понятия спектральной плотности и корреляционной функции турбулентных пульсаций обсуждаются, например в [4, 34, 52, 66, 97], а также в главе 10. Структурная функция описывается выражением

$$D(\tau) = \overline{[\xi(t+\tau) - \xi(t)]^2} = 2\,[\sigma^2 - B(\tau)],$$

где $B(\tau) = \overline{\xi(t+\tau)\xi(t)}$ — корреляционная функция.

В частотном диапазоне выше зоны максимума располагается инерционный интервал, в котором спектральная плотность S подчиняется закону

$$S(n) = c_1 \varepsilon^{2/3} V^{2/3} n^{-5/3}, \qquad (9.5.4)$$

где ε — скорость диссипации турбулентной энергии, $c_1 = 0{,}15$ для продольной компоненты скорости ветра и 0,20 для поперечной и вертикальной компонент; этому закону соответствует структурная функция

$$D = c\,(\varepsilon r)^{2/3} = c\,(\varepsilon V\tau)^{2/3} \qquad (9.5.5)$$

($c = 0{,}5$ для продольной компоненты). В соответствии с гипотезой замороженности высокочастотной турбулентности $r = V\tau$, где τ — временной сдвиг.

Локальная структура поля температуры в инерционном интервале описывается «законом 2/3» для структурной функции

$$D_\vartheta(r) = b_\vartheta^2 N \varepsilon^{-1/3} r^{2/3} = c_\vartheta^2 r^{2/3}, \qquad (9.5.6)$$

где N — скорость выравнивания температурных неоднородностей, c_ϑ^2 — структурная характеристика температурного поля, $b_\vartheta^2 = 0{,}7$ — постоянный коэффициент.

Законы (9.5.4)—(9.5.6) применимы до масштабов

$$\eta=\sqrt[4]{\nu^3/\varepsilon}, \quad \tau_0=\sqrt{\nu/\varepsilon}\,\frac{\sigma_u}{u}, \qquad (9.5.7)$$

где $\nu \simeq 0{,}15$ см^2/с — кинематическая вязкость воздуха.

Для приземного слоя атмосферы все характеристики высокочастотной турбулентности являются универсальными функциями $\zeta = z/L$:

$$\sigma_{u'}=u_*\varphi_{u'}(\zeta);\ \sigma_{v'}=u_*\varphi_{v'}(\zeta);$$
$$\sigma_{w'}=u_*\varphi_{w'}(\zeta);\ \sigma_{\vartheta}=T_*\varphi_{\vartheta'}(\zeta);$$
$$\varepsilon=\frac{u_*^3}{\varkappa z}\varphi_\varepsilon(\zeta). \qquad (9.5.8)$$

При стратификации нейтральной ($L\to\infty$) или близкой к ней безразмерные функции становятся константами. Согласно [3], $\varphi_{u'} = 2{,}1\ldots 2{,}9$ (в среднем 2,4), $\varphi_{v'}(0) = 1{,}5\ldots 2{,}2$ (в среднем 1,9), $\varphi_{w'} = 09\ldots 1{,}4$ (в среднем 1,2), $\varphi_\varepsilon(0) = 1$. Для стратификации, отличной от нейтральной, безразмерные функции, полученные путем измерений, приведены в [3, 52, 66].

Приведенные соотношения пригодны для горизонтально-однородного стационарного приземного слоя атмосферы. По мере увеличения высоты они могут нарушаться. В АПС основным линейным масштабом становится его высота h.

9.5.2. При нейтральной стратификации в АПС можно использовать интерполяционную формулу [102, 108]

$$\varkappa\varepsilon z=u_*^3(1-z/h)^3. \qquad (9.5.9)$$

Дисперсия продольной компоненты постепенно уменьшается с высотой до очень малых значений при $z = h$; на высоте 300 м $\sigma_v \approx (0{,}8\ldots 1{,}0)\,\sigma_u, \sigma_w \approx (0{,}7\ldots 0{,}8)\,\sigma_u$.

Распределение некоторых характеристик турбулентности по высоте при неустойчивой стратификации (конвекции) представлено на рис. 9.5.1 [4, 49].

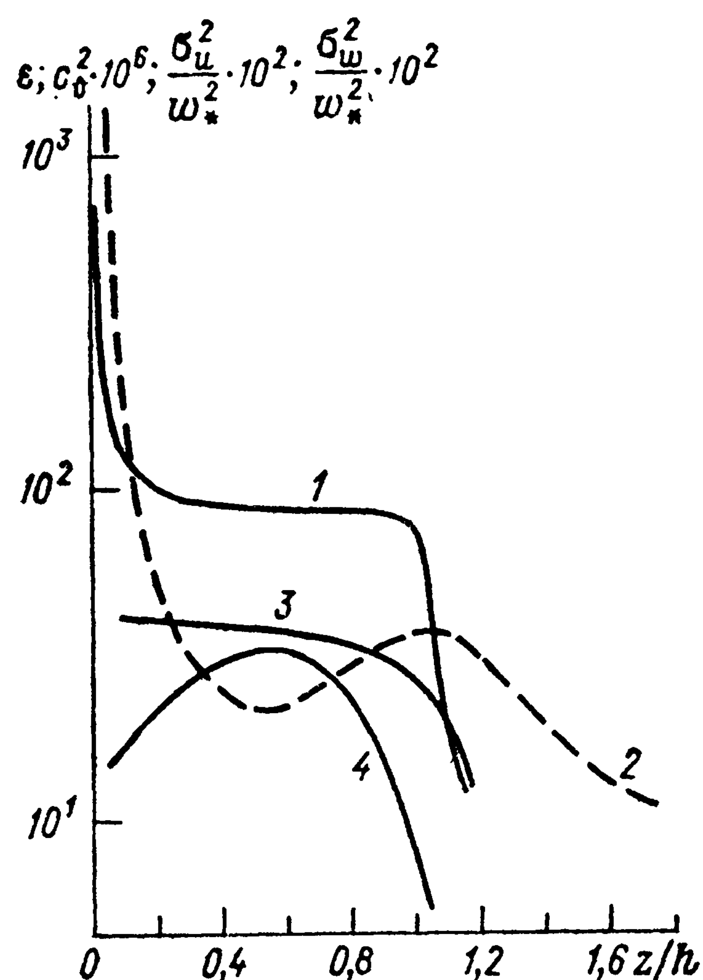


Рис. 9.5.1. Типовые профили некоторых величин при наличии конвекции.

1 — диссипация энергии ε (см^2/с^3), 2 — структурная характеристика температурного поля $c_\vartheta^2\cdot 10^6$ (К^2/см$^{2/3}$), 3 — σ_u^2/w_* и σ_v^2/w_*^2, 4 — σ_w^2/w_*^2 (здесь $w_*=\left(\frac{g}{T}hH_0\right)^{1/3}$).

Масштабом скорости в этом случае является

$$w_*=\left(\frac{ghH_0}{Tc_p\rho}\right)^{1/3}.$$

Скорость диссипации можно оценивать по формуле

$$\varepsilon\cong H_0/30c_p\rho \qquad (9.5.10)$$

(ε — в м^2/с^3, $H_0/c_p\rho$ в (м·К)/с).

При устойчивой стратификации, согласно [4, 107], приближенно выполняются соотношения

$$\varkappa\varepsilon z\cong u_*^3(1-z/h)^{3/2},$$
$$\sigma_u=2{,}4u_*(1-z/h), \qquad (9.5.11)$$
$$\sigma_w=\sigma_v=1{,}3u_*(1-z/h).$$

Типовые данные о некоторых характеристиках турбулентности для различных классов устойчивой для Обнинска даны в табл. 9.5.1.

Таблица 9.5.1

Характеристики турбулентности для различных классов устойчивости (Обнинск) [19]

	Класс устойчивости					
	1	2	3	4	5	6
	Скорость ветра, V м/с					
300	1,9	4,0	6,7	13,5	8,0	7,3
217	1,6	3,7	5,9	12,2	8,0	9,1
121	1,3	2,9	5,4	9,5	6,7	5,6
49	1,5	2,6	4,8	6,3	4,5	4,0
25	1,6	2,5	4,3	5,8	3,4	2,8
9	0,9	2,0	3,5	4,5	2,4	1,6
	Диссипация, $\varepsilon\cdot 10^4$ м^2/с^3					
300	62	23	51	14	0,2	—
217	45	35	54	30	1,5	0,02
121	49	33	50	38	4,2	0,03
49	52	42	62	38	9,4	1,3
25	60	33	85	56	18,5	5,7
9	33	81	192	124	13,0	8,2
	Интенсивность турбулентности I_u					
300	—	0,29	0,18	0,08	0,04	0,02
217	0,65	0,23	0,19	0,08	0,06	0,02
121	0,59	0,28	0,20	0,12	0,10	0,05
49	0,60	0,33	0,26	0,17	0,12	0,09
25	0,57	0,50	0,23	0,18	0,18	0,16
9	0,55	0,42	0,25	0,28	0,23	0,31

Стандартное отклонение пульсаций направления ветра в среднем имеет значения при классах устойчивости

1	2	3	4	5	6	7
25	20	15	10	5	2,5	1,7 град;

а при нейтральной стратификации (класс 4) на высоте, м

25	50	100	200	300
14	13	8	6	5 град.

Типичные данные о дисперсии пульсаций температуры в летние сутки в средней полосе Европейской территории России представлены на рис. 9.5.2.

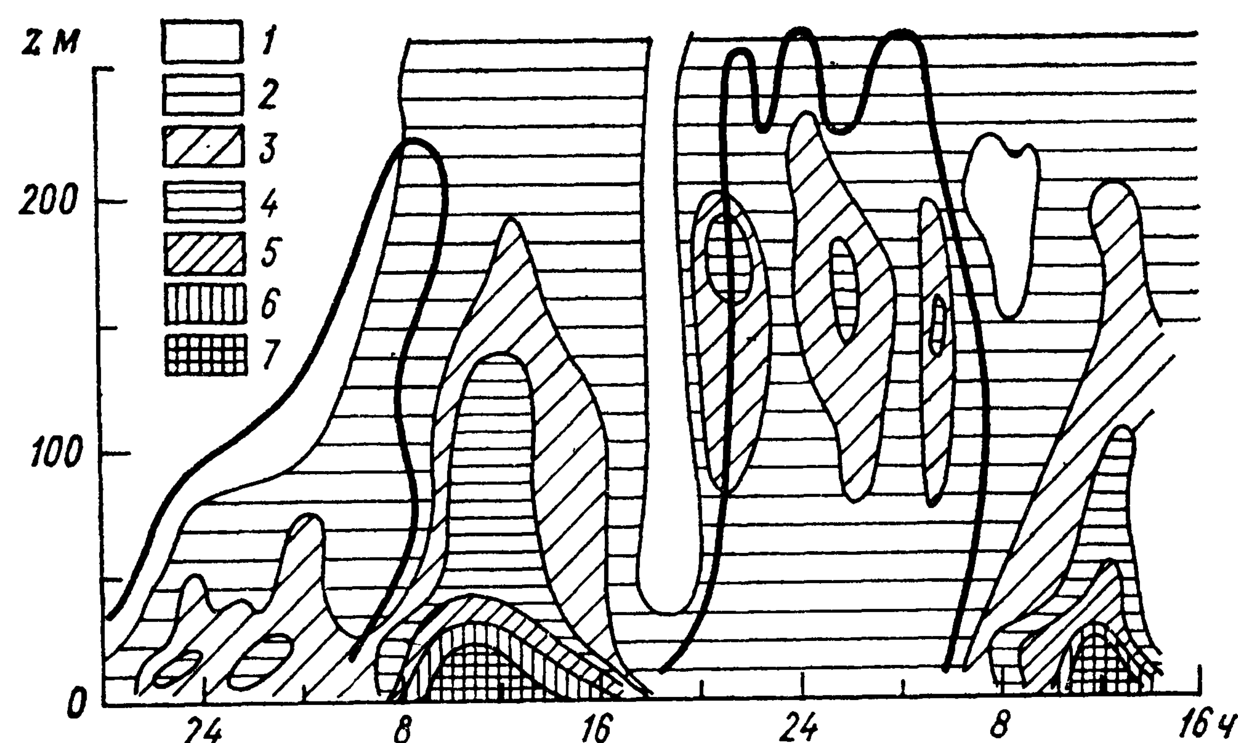


Рис. 9.5.2. Типичные изменения σ_v в течение суток в летнее время.

Область	1	2	3	4
σ_v К	<0,08	0,08—0,16	0,16—0,24	0,24—0,32

Область	5	6	7
σ_v К	0,32—0,39	0,39—0,47	>0,47

Жирная кривая — граница инверсии.

9.5.3. Спектры при нейтральной и устойчивой стратификации в среднем могут быть описаны формулой [4]

$$\frac{nS_{u,v,w}(n)}{\sigma^2} = \frac{A(n/n_0)}{1 + A(n/n_0)^{5/3}} = \frac{nS_{u,v,w}(n)}{\varphi_{u,v,w}(\zeta)\, u_*^2}, \quad (9.5.12)$$

где $A = 0{,}3$, $\varphi_{u,v,w}$ по (9.5.8).

Для безразличной стратификации

$$n_0 = VBz^{-1}, \quad (9.5.13)$$

где $B = 0{,}011$ для продольной компоненты, 0,033 — для поперечной и 0,13 — для вертикальной.

Для устойчивой стратификации

$$\frac{n_0 V}{z} = \begin{cases} bz/L, & z < 0{,}25L, \\ b_1' + b_1 \,\mathrm{Ri}, & z > 25M, \end{cases} \quad (9.5.14)$$

при $0{,}015 < \mathrm{Ri} < 0{,}5$ и значениях констант, приведенных в табл. 9.5.2

Таблица 9.5.2

	Значения коэффициентов		
	b	b_1'	b_1
u'	0,5	0,09	1,2
w'	2,8	0,08	3,2
v'	1,5	—	—
υ'	0,8	0,065	0,61

При неустойчивой стратификации [4]

$$\frac{nS(n)}{(hH_0/c_p\rho)^{2/3}} = a\left(\frac{nh}{V}\right)^{-2/3}, \quad (9.5.15)$$

где $a = 0{,}033$ для продольной компоненты и 0,044 для вертикальной и поперечной компонент. Модели, применяемые в самолетостроении, обсуждаются в п. 10.2.

Интегральные временные масштабы, определяемые как площадь под корреляционной функцией, приведены на рис. 9.5.3. На этом рисунке представлены пространственные масштабы вдоль направления ветра, а на рис. 9.5.4 и в табл. 9.5.3 — такие же масштабы по вертикали (см. также [55]).

Таблица 9.5.3

Вертикальные масштабы (м) пульсаций

z м	Неустойчивость			Нейтральные условия			Устойчивость	
	u	φ	w	u	φ	w	u	w
300	160	50	125	125	50	95	60	55
120	120	32	75	80	40	65	36	20
25	67	12	18	48	9	16	16	12

Примечание. u — продольная компонента скорости ветра, w — вертикальная, φ — направление ветра.

Степень связанности пульсаций скорости ветра в разных точках на разных частотах описывается с помощью когерентности

$$\mathrm{ch}(n, \Delta l_j) = \frac{\mathrm{Co}^2(n, \Delta l_j) + Q^2(n, \Delta l_j)}{S_1(n)\, S_2(n)}, \quad (9.5.16)$$

где Co и Q — действительная и мнимая части взаимного спектра скорости в двух точках, расположенных на расстоянии Δl_j одна от другой. Эту величину обычно представляют в виде

$$\mathrm{ch}_i^j(n, \Delta l_j) = e^{-k_i^j f_j}. \quad (9.5.17)$$

Величина Δl_j может принимать значения Δx (по направлению ветра), Δy (перпендикулярно направлению ветра в горизонтальной плоскости) и Δz (по вертикали); $f_j = n\,\Delta l_j/V$; k_i^j — параметр затухания. Пределы и средние значения параметров затухания для компонент скорости и разных смещений приведены в табл. 9.5.4 для высот до 100—150 м (более подробно см. в [18, 19]).

Таблица 9.5.4

Значения k_i^j по результатам измерений [18, 19]

Компонента	Смещение		
	Δx	Δy	Δz
Продольная	6—8 2 (над водой)	8±2,2 Растет с увеличением скорости ветра	19±3 7—8 (над городом)
Поперечная	6,4	4—7	7—14 (над городом)
Вертикальная	1,7 *	8—16	3—7

* Единичное измерение.

9.5.4. Среднеквадратическая изменчивость метеорологической величины для временных масштабов $t \leqslant \tau$ выражается через структурную функцию:

$$\sqrt{\overline{[\xi(t+\tau) - \xi(\tau)]^2}} = \delta_\xi(\tau) = \sqrt{D(\tau)}. \quad (9.5.18)$$

С увеличением временно́го сдвига τ структурная функция, как следует из рис. 9.5.5, возрастает до $\tau = 5\ldots 10$ мин и достигает некоторой плоской ступеньки, после чего начинает снова расти, что связано с суточным ходом. При безразличной стратификации на уровне z в пределах действия логарифмического профиля и законов мелкомасштабной турбулентности относительная изменчивость может быть оценена с помощью выражений (9.1.9), (9.5.8), (9.5.18).

Структурные функции скорости ветра и температуры, рассчитанные по отдельным реализациям продолжительностью до 6 ч, существенно различаются в зависимости от наличия низкочастотной компоненты и ее характера (примеры см. на рис. 9.5.5). Однако в целом основная изменчивость скорости ветра заключена в пределах 5—10-минутного сдвига.

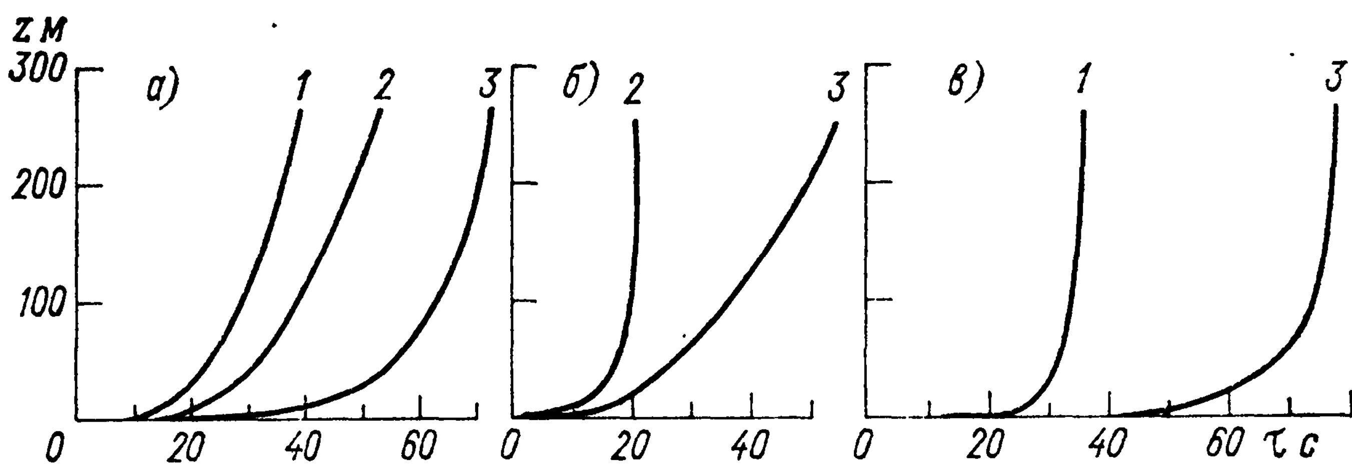


Рис. 9.5.3. Интегральные временные масштабы τ для продольной компоненты (а), вертикальной компоненты (б) и температуры (в).

1 — устойчивая стратификация, 2 — безразличная, 3 — неустойчивая.

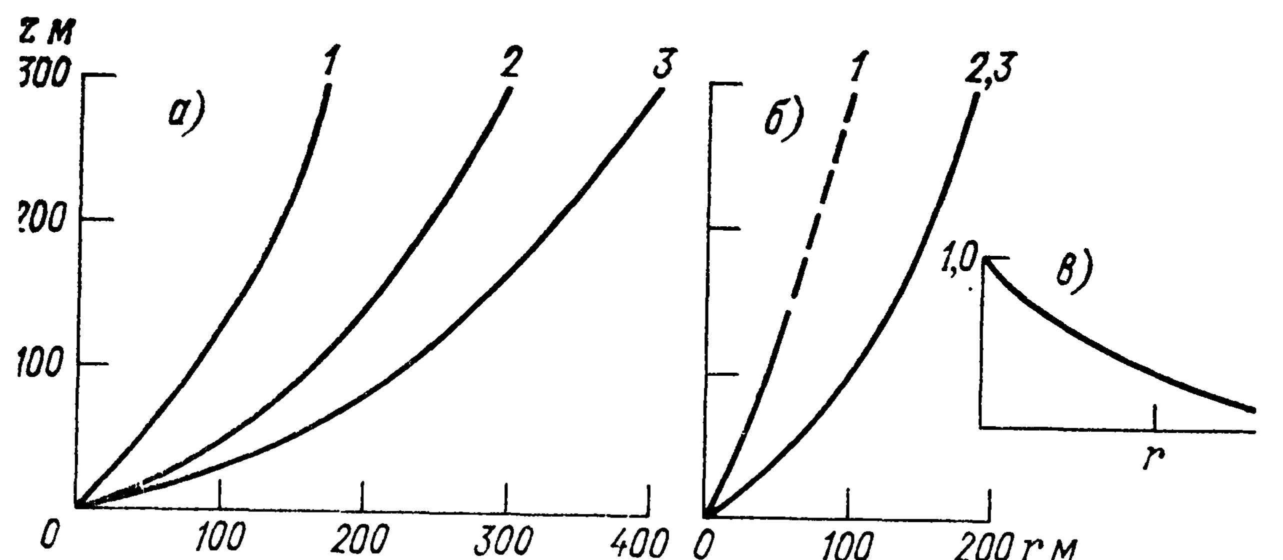


Рис. 9.5.4. Пространственные интегральные масштабы турбулентности вдоль направления ветра $r = u\tau$ для продольной (а) и вертикальной (б) компонент скорости ветра, а также общий вид корреляционной функции (в).

1 — устойчивая стратификация, 2 — безразличная, 3 — неустойчивая.

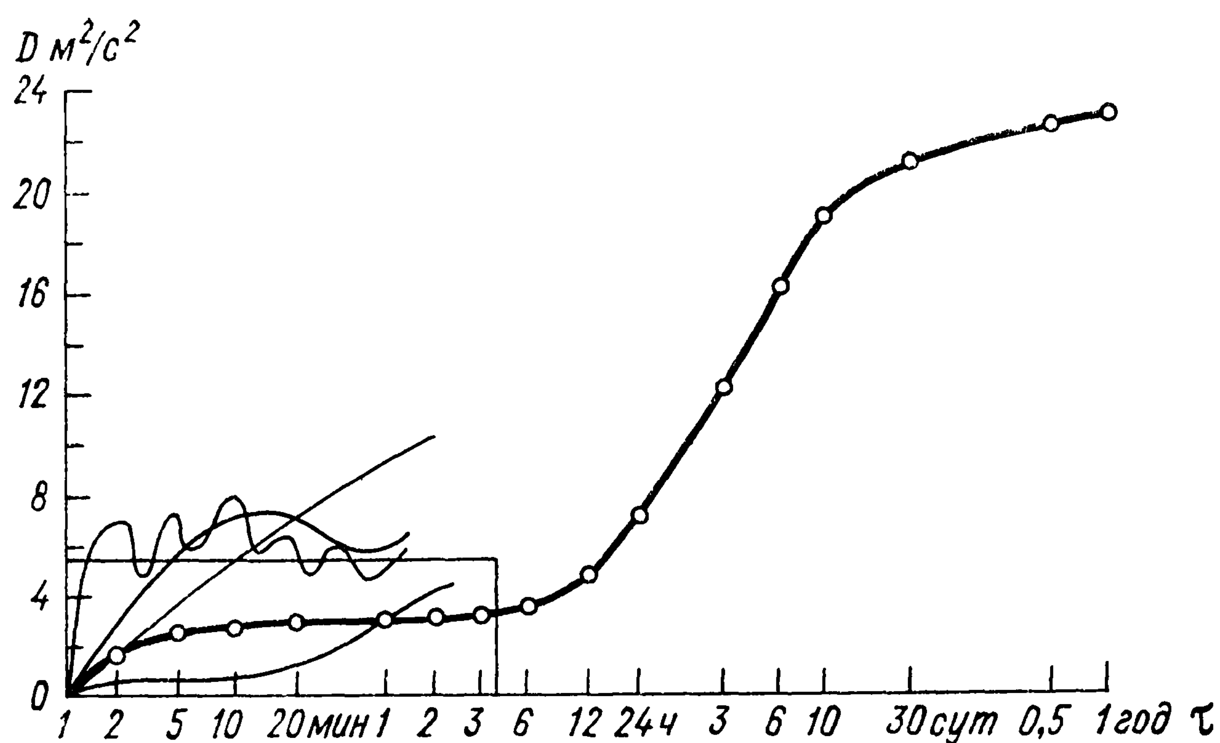


Рис. 9.5.5. Типовая структурная функция для скорости ветра (жирная кривая) и частные случаи по коротким рядам (тонкие кривые).

Типичные значения относительной изменчивости скорости ветра $I = \delta(\tau)/V$ представлены в табл. 9.5.5. Величина I мало зависит от средней скорости ветра.

Таблица 9.5.5

Типичные значения относительной изменчивости скорости ветра (I) в диапазоне от 5 мин до 1 ч

z м	Временной сдвиг, τ мин				V м/с
	5	10	30	60	
265	0,15	0,18	0,22	0,26	8,2
121	0,17	0,19	0,24	0,29	5,8
25	0,32	0,35	0,41	0,46	2,8
9	0,38	0,42	0,48	0,51	1,9

9.6. ОСОБЕННОСТИ СТРОЕНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ ГОРИЗОНТАЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

9.6.1. Воздушная масса, движущаяся в определенном направлении, перемещается над участками поверхности, различающимися по своим динамическим и тепловым свойствам, характеру увлажнения. При переходе с одной поверхности на другую формируется внутренний пограничный слой, толщина которого увеличивается по мере удаления от границы раздела поверхностей. Если внешние параметры, определяющие режим перемещения воздушной массы, не изменяются значительно в пределах известного промежутка времени, то устанавливается квазистационарная структура пограничного слоя атмосферы. При чередовании участков поверхности структура определяется наложением внутренних пограничных слоев, сформировавшихся над отдельными участками. Картина наложения внутренних пограничных слоев может быть весьма сложной.

Неоднородность поверхности необходимо учитывать при оценках скорости ветра, температуры, влажности, параметров загрязнения атмосферы на разных уровнях в АПС. Для описания неоднородности поверхности выбираются обычно следующие показатели:

1) деформация профилей метеорологических характеристик вблизи границы раздела поверхностей,
2) толщина внутреннего пограничного слоя,
3) размеры зоны адаптации,
4) коэффициенты ослабления и усиления ветра при переходе с одной подстилающей поверхности на другую,
5) вертикальные разрезы полей ветра, температуры и влажности в АПС.

Большая часть сведений о структуре АПС в условиях горизонтальной неоднородности получена на основе численного моделирования процессов, формирующих эту структуру.

9.6.2. Динамическая неоднородность поверхности наиболее заметно проявляется в искажениях поля ветра вблизи границы раздела участков поверхности. Различия в динамических свойствах поверхностей могут характеризоваться отношением параметров шероховатости $\eta = z_{01}/z_{02}$ (z_{01} и z_{02} — шероховатости этих поверхностей). Постепенное приспособление вертикального профиля ветра в приповерхностном слое к измененным условиям на поверхности при $\eta > 1$ и $\eta < 1$ иллюстрирует рис. 9.6.1 [67].

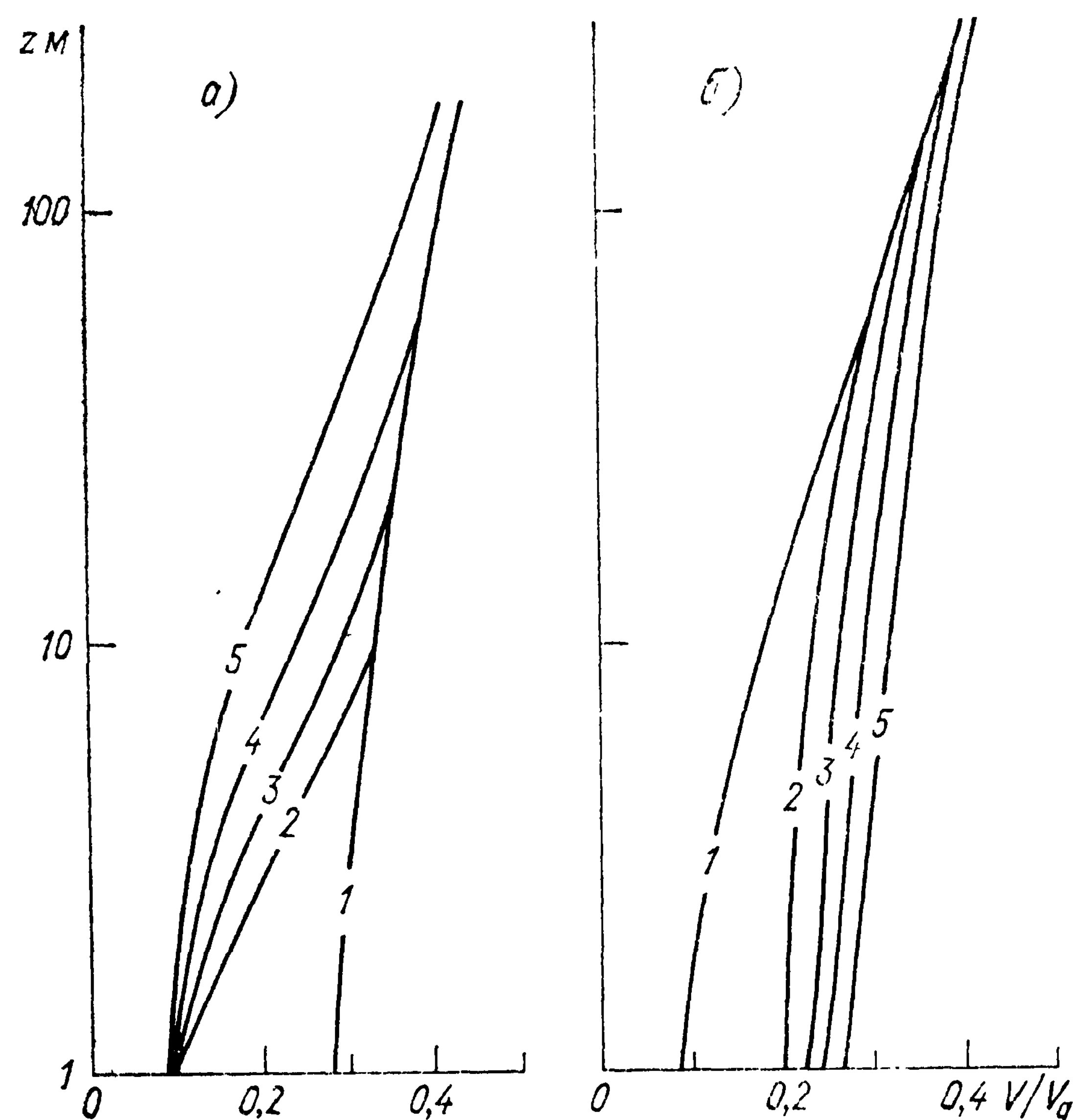


Рис. 9.6.1. Деформация профиля скорости в приземном слое атмосферы.
а) $\eta>1$, *б)* $\eta<1$; V — модуль вектора скорости ветра.

Если шероховатость одной из поверхностей велика, искажения в профилях скорости могут распространяться до значительных высот. Количественные оценки деформации профиля модуля скорости ветра в окрестности городского массива и над лесом, представленные на рис. 9.6.2 и 9.6.3, характеризуют влияние поверхности с большой шероховатостью (z_0 (город) ≈ 0,8... 1,0 м, z_0 (лес) ≈ 0,5... 0,8 м) [25, 34, 61].

Существенное влияние на структуру АПС оказывают препятствия. Искажения профилей скорости ветра внутри подслоя препятствий рассчитываются с помощью моделей. Эти расчеты подтверждены экспериментально (рис. 9.6.4) [32].

При анализе структуры пограничного слоя над сложной поверхностью следует принимать во внимание орографические эффекты. Поле течений и характеристик турбулентности над поверхностью с выраженным рельефом с разной степенью приближения воспроизводится математическими моделями, описанными в [7, 8, 89, 99, 103].

9.6.3. Изменения тепловых и влажностных свойств поверхности проявляются в вертикальных распределениях температуры и влажности. Неравномерное увлажнение поверхности в большей степени сказывается на перестройке поля температуры вблизи границы раздела поверхностей, чем изменение альбедо отдельных участков (см. рис. 9.6.5).

В пустынных районах при переходе воздушной массы на орошенные участки альбедо поверхности изменяется примерно на 10 %. Такое изменение радиационных свойств поверхности незначительно искажает профиль температуры по сравнению с установившимся распределением над прежней однородной поверхностью. Это обстоятельство используется в методических разработках по вычислению потоков тепла и влаги над орошенными участками [21, 22, 24].

Микроклиматические характеристики районов, расположенных на побережье водоемов, в значительной мере определяются влиянием переноса воздушных масс с водной поверхности на сушу. При этом существенное значение имеет размер и глубина водоема. Количественные оценки влияния водоема на распределение температуры, влажности, скорости ветра и других характеристик выполнялись как с помощью математических моделей, так и на основе обобщения данных натурных наблюдений [36].

В прибрежных районах проявляется существенное влияние температурной неоднородности на поле ветра. Здесь под влиянием контраста температур суша — вода возникает бризовая циркуляция, приводящая к усилению или ослаблению скорости ветра и к изменению его направления по сравнению с соответствующими характеристиками над термически и динамически однородной поверхностью. При благоприятных

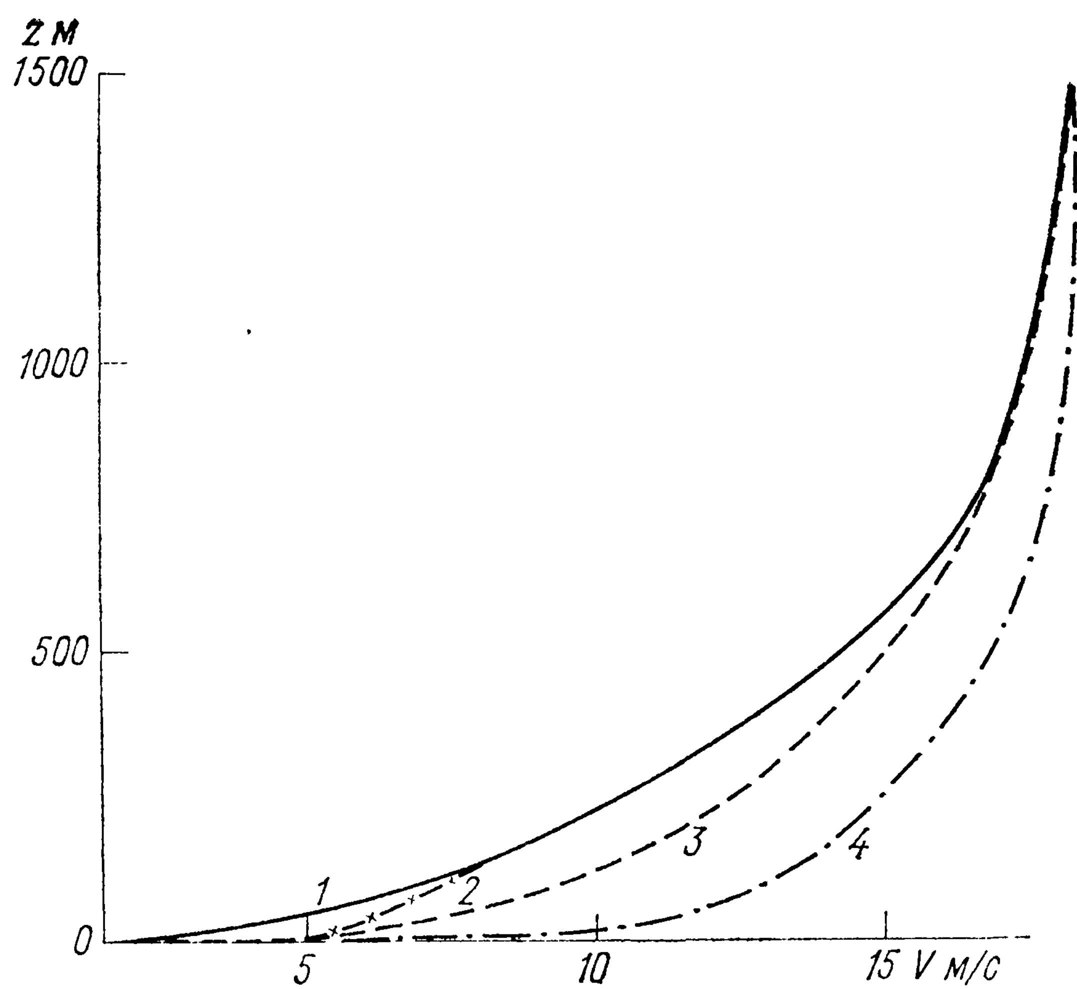


Рис. 9.6.2. Профили скорости ветра в окрестности городского массива.

1) центр города, *2*) $x=1$ км, *3*) $x=5$ км, *4*) $x=20$ км.

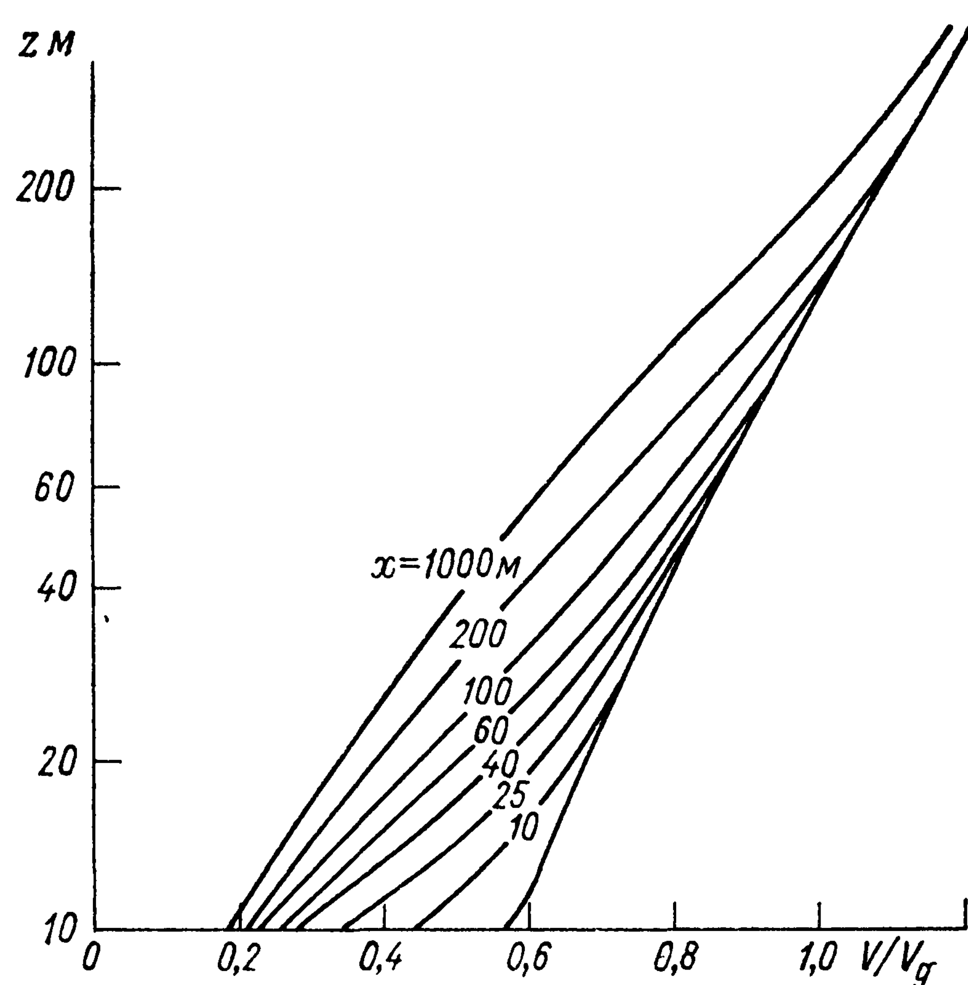


Рис. 9.6.3. Профили скорости ветра над лесом (по Дубову и др. [34]).

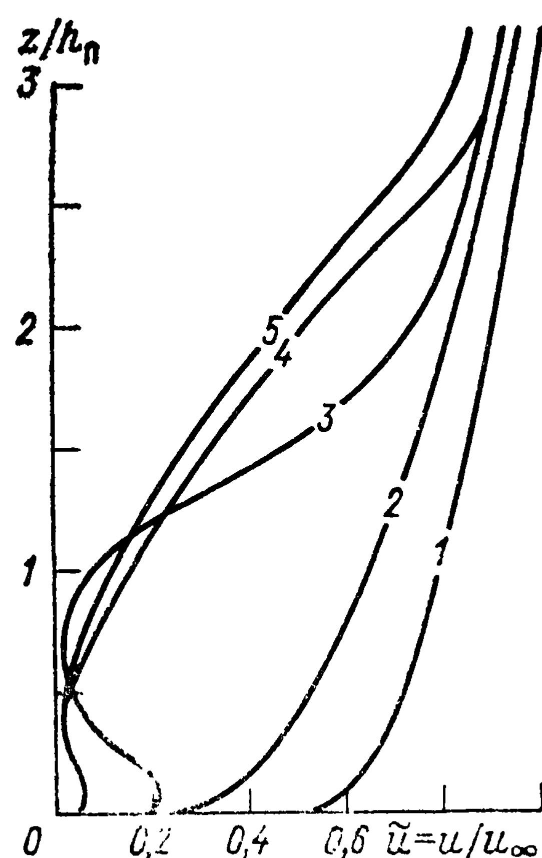


Рис. 9.6.4. Профили скорости ветра внутри слоя модельных лесонасаждений (по Садеху и др. [34]).

Кривая	1	2	3	4	5
x м	—1	0	1	2	3

$h_п$ — высота препятствий, u_∞ — скорость свободного потока.

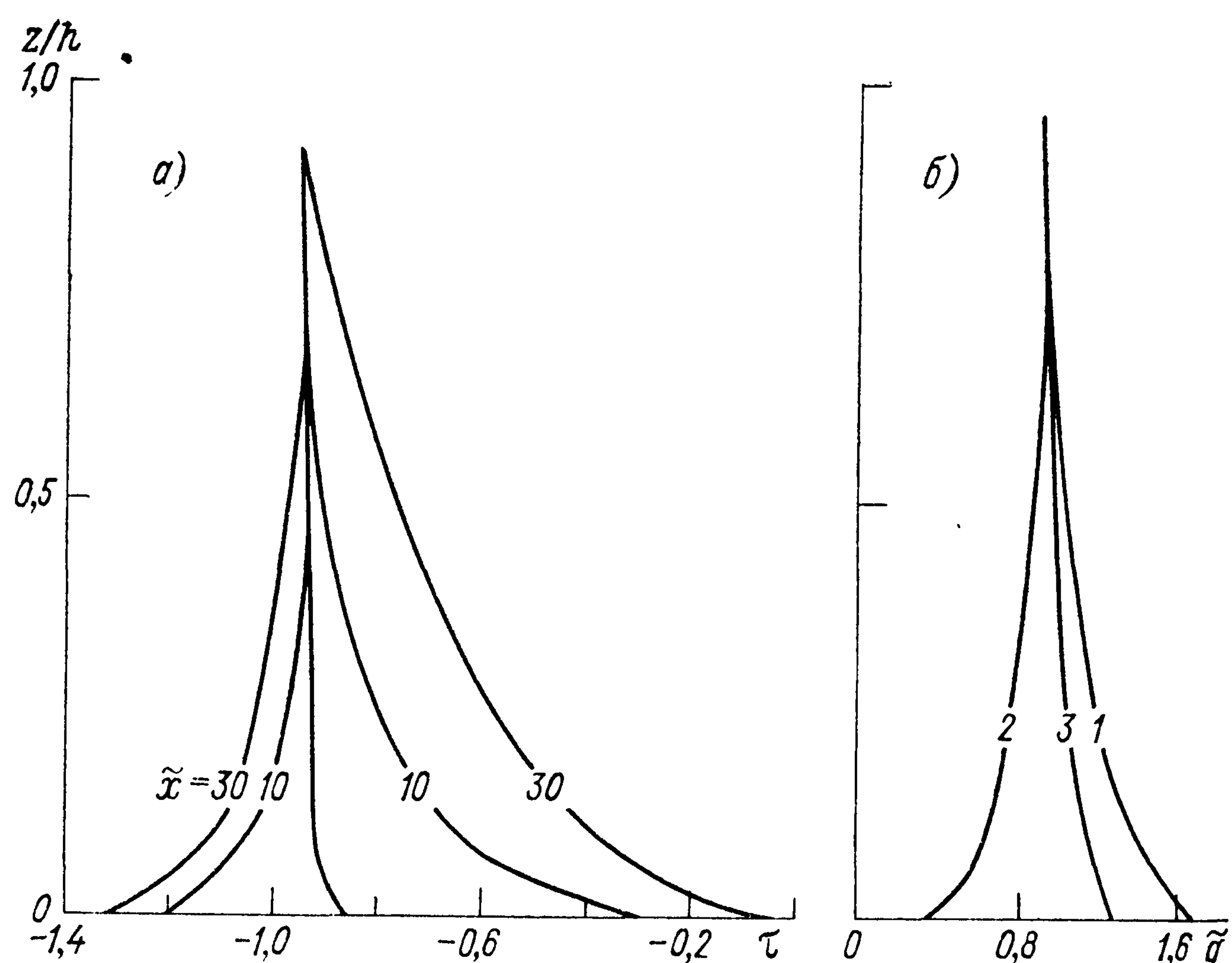


Рис. 9.6.5. Вертикальные профили температуры (*а*) и влажности (*б*) вблизи границы раздела разнородных поверхностей.

1) $q_{02}/q_{01} = 1{,}3$; *2*) $q_{02}/q_{01} = 0{,}5$; *3*) исходный профиль; $\tau = \dfrac{\theta - \theta_0}{\theta_0 - \theta_h}$; $\tilde{q}=q/q_h$; $\tilde{x}=x/h$; q_0, θ_0 — влажность и температура при $z=z_0$; q_h, θ_h — влажность и температура при $z=h$.

условиях поправка к скорости может достигать 4—6 м/с в приземном (приводном) слое. Влияние бризов прослеживается до высоты 500—700 м [62].

9.6.4. Условия для определения толщины внутреннего пограничного слоя $h_в(x)$ в модельных задачах и при анализе экспериментальных данных могут быть разными [10, 100]. Основой для определения $h_в(x)$ чаще всего является оценка степени сближения профилей скорости ветра на разных высотах при определенных значениях x — расстояния от границы раздела поверхностей вниз по потоку. Рисунок 9.6.6 иллюстрирует влияние выбора условия, определяющего $h_в(x)$, на расчетные значения этой величины, полученные по модели АПС [67].

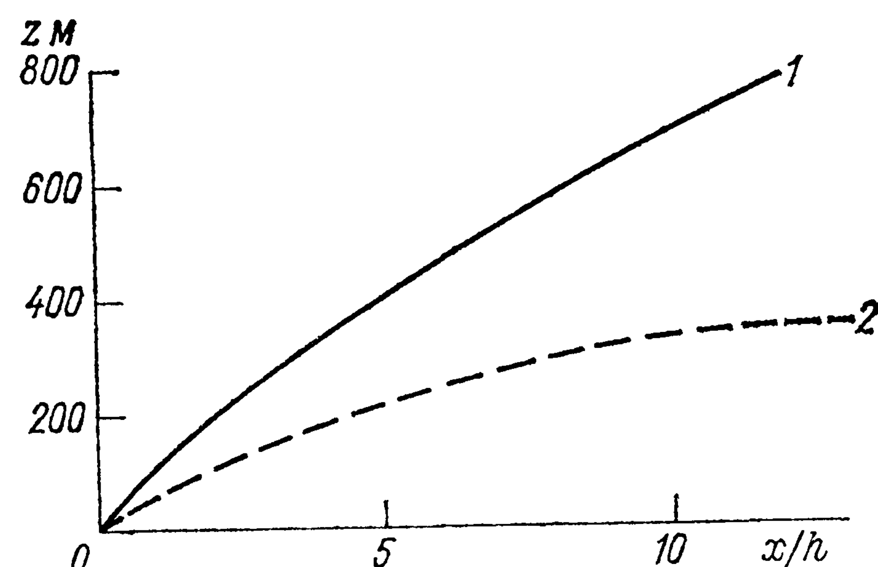


Рис. 9.6.6. Зависимость $h_в=f(x/h)$, рассчитанная по модели пограничного слоя ($\eta=50$).

1) $\Delta u/u=0{,}05$; *2*) $\Delta u/u=0{,}15$; Δu — разность скоростей невозмущенного и возмущенного потока на выбранном уровне.

Существуют параметризации зависимости $h(x)$, удобные для использования в прикладных задачах. В частности, для вычисления толщины внутреннего пограничного слоя в прибрежной зоне при направлении ветра с суши на море может быть рекомендовано следующее соотношение [101]:

$$h_в(x) = (1{,}91 \pm 0{,}38)\ x^n,$$

где значения h и x измеряются в метрах. Параметр n определяется разными авторами по-разному. Наиболее вероятны значения 1/3—1/2.

9.6.5. Удобная для практического использования характеристика — размер зоны адаптации слоя заданной толщины к условиям «новой» поверхности (рис. 9.6.7). Картина изменений зоны адаптации под влиянием стратификации является результатом взаимодействия динамических и термических

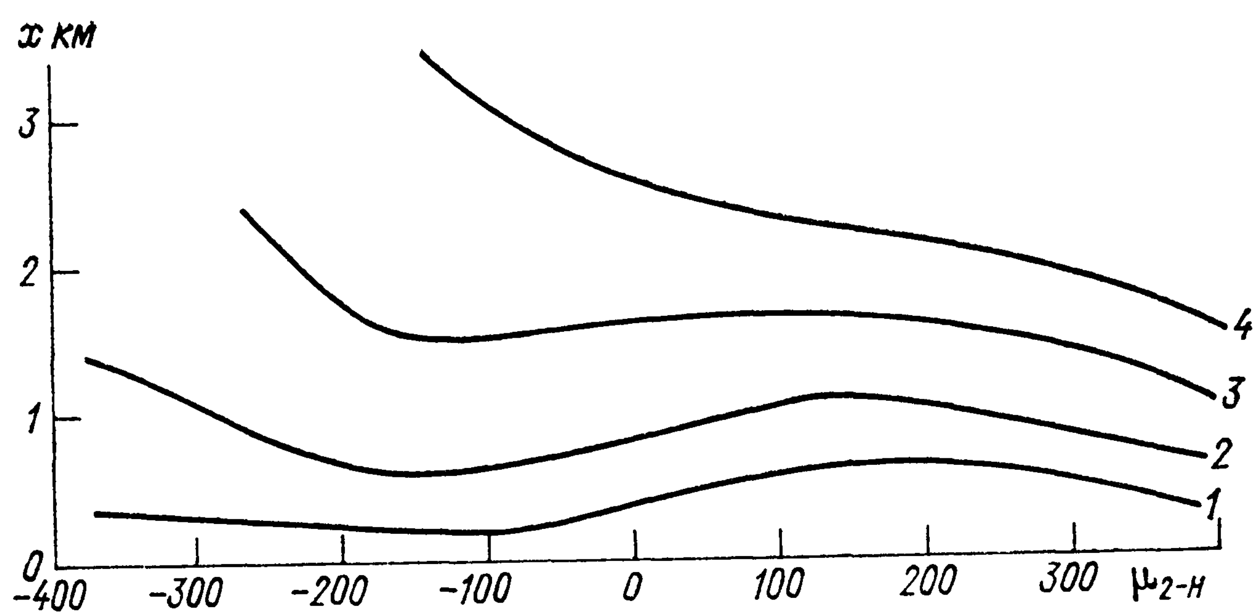


Рис. 9.6.7. Размеры зоны адаптации поля ветра к поверхности с шероховатостью $z_{02}=2\cdot10^{-2}$ м ($z_{01}=1$ м) при разной стратификации.

1) для слоя z_0 — 100 м, *2)* z_0 — 200 м, *3)* z_0 — 300 м, *4)* z_0 — 400 м.

эффектов, обусловливающих распределение характеристик турбулентности в АПС [61].

По аналогии с оценкой диффузии примеси от точечного наземного источника выполняются оценки размеров пятна на поверхности, динамическое влияние которого на поле ветра проявляется на разных высотах по мере удаления от этого пятна вниз по потоку [105]. В табл. 9.6.1 приведены минимальный (*1*) и максимальный (*2*) размеры пятна в направлении навстречу потоку, а также боковой (*3*) размер области

Таблица 9.6.1

Оценки размеров зоны (км), воздействующей на поле ветра и напряжения трения [105]

z м	$z_0=0{,}03$ м			$z_0=1$ м		
	1	2	3	1	2	3
	Неустойчивая стратификация					
200	0,8	3,2	0,5	0,5	2,1	0,3
100	0,5	1,5	0,2	0,3	0,9	0,1
50	0,2	0,8	0,1	0,1	5,4	0,1
	Безразличная стратификация					
200	3	25	3	7,6	17	2
100	1,4	7	1,0	0,7	4,4	0,6
50	0,6	2,8	0,4	0,3	1,5	0,2
	Устойчивая стратификация					
100	15	(270)	21	10	(150)	14
50	5	40	6	2,9	28	3,4

влияния для разных уровней z при двух значениях шероховатости. Для практического применения можно пользоваться следующим приближенным правилом: первая реакция на изменение z_0 на высоте z проявляется на расстоянии 10 z от места изменения, а полное приспособление происходит на расстоянии 100 z.

Таблица 9.6.2

Коэффициент ослабления скорости ветра на разных расстояниях от города при изменяющихся условиях стратификации

$\mu_{0-н}$	$z=10$ м		$z=100$ м	
	$x=5$ км	$x=20$ км	$x=5$ км	$x=20$ км
⩾500	0,73	0,67	0,95	0,82
0	0,69	0,63	0,93	0,82
—300	0,64	0,56	0,87	0,80

9.6.6. Инженерные оценки значений скорости ветра на разных высотах производятся с использованием коэффициентов ослабления и усиления скорости ветра вблизи границы, разделяющей разнородные поверхности (табл. 9.6.2). Основное влияние на эти характеристики по модельным данным [61] оказывает стратификация набегающего потока.

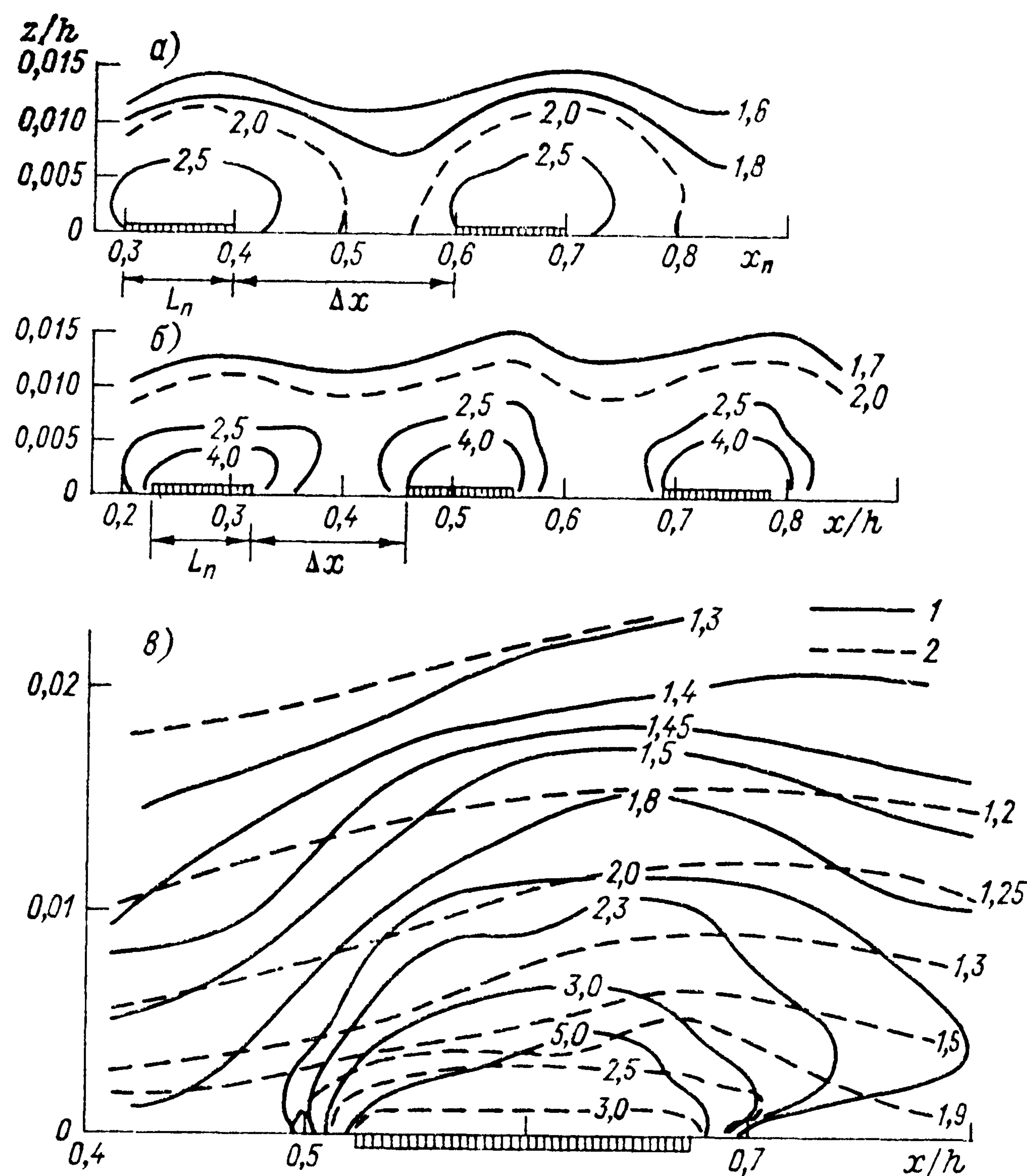


Рис. 9.6.8. Вертикальный разрез поля температуры над нагретыми участками поверхности.

а и *б* — эффект чередования неоднородностей при $\Delta x=2{,}5L_n$ (*а*) и $\Delta x=1{,}5L_n$ (*б*) ($L_n=0{,}1h$ — размер пятна; Δx — расстояние между нагретыми участками); *в* — эффект взаимодействия тепловых и динамических свойств поверхности: *1)* $z_0/h=2\cdot10^{-4}$; *2)* $z_0/h=10^{-2}$ (z_0 — шероховатость пятна).

9.6.7. Информация о пространственном распределении метеорологических характеристик дает наглядное представление о структуре АПС. На рис. 9.6.8 показан вертикальный разрез поля температур над неоднородной поверхностью. Размер неоднородностей существенно сказывается на распределении расчетных характеристик. При малых размерах неоднородностей необходимо учитывать влияние горизонтальной диффузии [25, 26].

Таблица 9.6.3

Верхняя ($z_в$) и нижняя ($z_н$) границы тумана, максимальная интенсивность гололедообразования (*I*) и высота этого отложения z_{max} на подветренном берегу нагретого водоема в зависимости от линейных размеров открытой поверхности воды ($x_н$)

Параметр	Расстояние от уреза воды, км					
		2	4	6	10	15
	$x_н=7$ км					
$z_в$ м	130	170	185	220	240	260
$z_н$ м	0	0	0	0	0	0
I г/(м·ч)	329	59	42	33	26	21
z_{max} м	1	7	41	41	50	75
	$x_н=4$ км					
$z_в$ м	70	115	139	145	153	153
$z_н$ м	0	0	0	0	0	3
I г/(м·ч)	296	34	18	12	7,0	3,0
z_{max} м	0,5	7,0	41	41	41	41

Горизонтальная неоднородность температурных и влажностных характеристик поверхности может служить причиной возникновения адвективных туманов. Это явление особенно опасно в экологическом отношении в районах создания водоемов-охладителей, где зона переохлажденного тумана может распространяться на большие расстояния от уреза воды [37, 41, 42, 98, 104] (табл. 9.6.3). Наличие переохлажденного тумана способствует возникновению гололеда. Оценки интенсивности гололедообразования могут быть выполнены в рамках модели АПС [41, 42].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анапольская Л. Е. Режим скоростей ветра на территории СССР. — Л.: Гидрометеоиздат, 1961.
2. Ариель Н. З., Егоров Б. Н., Мурашова А. В. О характеристиках профиля ветра в нижнем слое воздуха над океаном. — Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 183—191.
3. Ариель Н. З., Надежина Е. Д. Безразмерные характеристики турбулентности при разных условиях стратификации. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т. XII, 1976, № 8, с. 347—354.
4. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей/Под ред.Ф. Т. Ньистадтa и X. Ван Допа. Пер. с англ. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985.
5. Аэроклиматический справочник среднего ветра над СССР/Под ред. И. Г. Гутермана. — М.: Гидрометеоиздат, 1972.
6. Аэроклиматические характеристики пограничного слоя Средней Азии. Кн. 1 и 2. — Ташкент, 1986.
7. Берлянд М. Е., Генихович Е. Л. Атмосферная диффузия и структура воздушного потока над неоднородной подстилающей поверхностью. — В кн.: Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1971, с. 45—69.
8. Берлянд М. Е., Генихович Е. Л., Грачева И. Г. Основы расчета загрязнения воздуха в условиях пересеченной местности с учетом термической неоднородности. — Труды ГГО, 1982, вып. 450, с. 3—17.
9. Беспрозванная И. И., Соколов А. Г., Фомин Г. М. Воздействие ветра на высокие сплошностенчатые сооружения. — М.: Стройиздат, 1976.
10. Бондаренко В. Н., Лунина Л. А., Хачатурова Л. М. Структура нижнего слоя атмосферы и расчет профилей метеорологических величин. — Метеорология и гидрология, 1987, № 10, с. 39—46.
11. Борисенко М. М. Вертикальные профили ветра и температуры в нижних слоях атмосферы. — Труды ГГО, 1974, вып. 320.
12. Борисенко М. М. Распределение ветра в нижнем 200-метровом слое атмосферы над городом. — Труды ГГО, 1977, вып. 368.
13. Борисенко М. М. Некоторые характеристики ветра для определения нагрузок на высокие сооружения. — Труды ГГО, 1978, вып. 408, с. 70—79.
14. Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983.
15. Браун Р. А. Аналитические методы моделирования планетарного пограничного слоя/Пер. с англ. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
16. Брюхань Ф. Ф., Гутерман И. Г., Карасик И. Ш. Архивы исходных радиозондовых наблюдений и характеристик климата свободной атмосферы и пограничного слоя над СССР. — Труды ВНИИГМИ—МЦД, 1981, вып. 91, с. 80—95.
17. Брюхань Ф. Ф. Методы климатологической обработки и анализа аэрологической информации. — М.: Гидрометеоиздат, 1983.
18. Бызова Н. Л., Волковицкая З. И., Мазурин Н. Ф., Сергеева И. А. Статистические характеристики ветра применительно к ветровым нагрузкам. — Обнинск: Обзор ВНИИГМИ-МЦД, 1983.
19. Бызова Н. Л., Иванов В. Н., Гаргер Е. К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. — Гидрометеоиздат, 1989.
20. Бызова Н. Л., Шнайдман В. А., Бондаренко В. Н. О восстановлении вертикальных профилей характеристик пограничного слоя атмосферы по ограниченной метеорологической информации. — Метеорология и гидрология, 1987, № 11.
21. Быкова Л. П. Закономерности изменения характеристик тепло- и влагообмена над орошаемым оазисом. — Труды ГГО, 1980, вып. 444 с. 46—56.
22. Быкова Л. П. Предварительная оценка влияния лесных полос на метеорологический режим орошаемых полей. — Труды ГГО, 1980, вып. 444, с. 57—62.
23. Бютнер Э. К. Динамика приповерхностного слоя воздуха. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
24. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д., Утина З. М. Расчет характеристик пограничного слоя атмосферы над орошенными участками поверхности. — Метеорология и гидрология, 1974, № 11, с. 43—51.
25. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979.
26. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Об учете поперечной диффузии при расчете тепло- и влагообмена вблизи неоднородных поверхностей. — Труды ГГО, 1980, вып. 444, с. 63—69.
27. Ветер в пограничном слое атмосферы над территорией СССР (статистические характеристики). 4.1. Европейская территория СССР/Под редакцией В. М. Склярова. — М.: Гидрометеоиздат, 1968.
28. Ветер в пограничном слое атмосферы над территорией СССР (статистические характеристики). 4.2. Сибирь и Дальний Восток/Под редакцией В. М. Склярова — М.: Гидрометеоиздат, 1973.
29. Ветер в пограничном слое атмосферы над территорией СССР. 4.3. Кавказ, Казахстан и Средняя Азия/Под редакцией В. М. Склярова. — М.: Гидрометеоиздат, 1973.
30. Воронцов П. А. Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1960.
31. Гаврилов В. П. Нестационарные модели устойчивого пограничного слоя атмосферы. — Обнинск: Обзор ВНИИГМИ-МЦД, сер. метеорология, 1982, вып. 3.
32. Данные метеорологических наблюдений за 1962—1963 гг. — Труды Института прикладной геофизики, 1965, вып. 2, с. 137—187.
33. Девятова В. А. Микроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1957.
34. Дубов А. С., Быкова Л. П., Марунич С. В. Турбулентность в растительном покрове. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
35. Динамическая метеорология/Под ред. Д. Л. Лайхтмана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976, с. 305—404.
36. Егоров Б. Н., Надежина Е. Д., Несина Л. В. Метеорологические характеристики пограничного слоя атмосферы в окрестности водоемов. — Обнинск: Обзор ВНИИГМИ-МЦД, сер. метеорология, 1982, вып. 6.
37. Егоров Б. Н., Надежина Е. Д. Использование численной модели горизонтально неоднородного пограничного слоя для расчета характеристик туманов испарения. — Труды ГГО, 1982, вып. 468, с. 49—56.
38. Ежемесячные данные метеорологических наблюдений в приземном слое воздуха на метеостанции Колтуши за 1947—1951 гг. — Л.: Гидрометеоиздат, 1962.
39. Заварина И. В. Расчетные скорости на высотах нижнего слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1971.
40. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970.
41. Иванова Л. А. Использование модели горизонтально неоднородного пограничного слоя для оценки параметров гололедных отложений. — Труды ГГО, 1984, вып. 483, с. 14—21.
42. Иванова Л. А., Надежина Е. Д. Расчет интенсивности гололедообразования в горизонтально неоднородном пограничном слое атмосферы. — Метеорология и гидрология, 1988, № 3, с. 48—56.
43. Исследования гидрометеорологического режима Таллинского залива/Под ред. Л. Р. Орленко, Л. И. Лопатухина, Г. Л. Портнова. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984.
44. Климат свободной атмосферы и пограничного слоя над территорией СССР. — Труды ВНИИГМИ-МЦД, 1979, вып. 60.
45. Климат Ленинграда. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
46. Климатические характеристики условий распространения примесей в атмосфере. Справочное пособие/Под редакцией Э. Ю. Безуглой, М. Е. Берлянда. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983.
47. Клинов Ф. Я. Метеорологические наблюдения в нижнем 500-метровом слое атмосферы на телевизионной башне в Останкино (Москва). — Труды ЦВГМО, 1971, вып. 1, с. 3—17.
48. Кобышева Н. В., Пашина О. Б. Методика расчета нормативных скоростей ветра и их географическое распределение. — Труды ГГО, 1986, вып. 501, с. 14—25.

49. Кухарец В. П., Цванг Л. Р., Яглом А. М. О связи характеристик турбулентности приземного и пограничного слоев атмосферы. — В кн.: Физика атмосферы и проблема климата/Под ред. Г. С. Голицына и А. М. Яглома. — М.: Наука, 1980, с. 162—193.
50. Лазарева Н. А. Характеристики ветра модели стандартной атмосферы пограничного слоя. — Труды ГГО, 1970 г., вып. 257, с. 79—89.
51. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970.
52. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности/пер. с англ. — М.: Мир, 1966.
53. Ландсберг Г. Е. Климат города. Л.: Гидрометеоиздат, 1983.
54. Лежених А. А., Сперанский Л. С. О восстановлении вертикального профиля температуры в пограничном слое атмосферы. — В кн.: Численный анализ и прогноз метеоэлементов. Материалы второго советско-болгарского семинара. — Новосибирск, 1987, с. 43—48.
55. Мазурин Н. Ф., Сергеева И. А. Статистические характеристики скорости ветра применительно к ветровым нагрузкам. — Обнинск: Обзор ВНИИГМИ-МЦД, 1979.
56. Масолова Е. Ю., Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Об универсальных функциях теории подобия Монина—Обухова при устойчивой стратификации. — Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 64—79.
57. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1965, с. 265—307, с. 395—444.
58. Материалы высотных метеорологических наблюдений. Ч. I, вып. 1—12. — М.: Ротапринт ЦВГМО, 1974—1987.
58а. Материалы высотных метеорологических наблюдений. Ч. II, вып. 1—11. — М.: Ротапринт ЦВГМО, 1974—1981.
59. Материалы метеорологических измерений на высотной мачте. Вып. 2, ч.1, 2, 3/Под ред. Бызовой Н. Л. — Обнинск, 1977—1982.
59а. Материалы наблюдений полевой экспериментальной базы ГГО им. А. И. Воейкова (за период 1958—1978 гг.). Вып.1—31. — Ротапринт ГГО, 1964—1982.
60. Материалы наблюдений Цимлянской экспедиции. — Л.: Ротапринт ГГО, 1976.
60а. Материалы экспедиции в Голодную степь. — Труды института математики и механики, 1957, вып. 19, с. 13—39.
61. Мелкая И. Ю., Надежина Е. Д., Шкляревич О. Б. Адаптация динамических характеристик движущейся воздушной массы к изменяющимся условиям на поверхности в районе городского массива. — Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 80—86.
62. Мельникова О. И., Орленко Л. Р., Степанова В. М. Оценка скорости и сдвигов ветра на малых высотах по наземной информации. — Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 18—28.
63. Метеорологические наблюдения на Останкинской башне и их параметризация. — Труды ЦВГМО, вып. 14, 1981.
64. Метеорологический режим нижнего 300-метрового слоя (по данным наблюдений с высотной мачты)/Под ред. Бызовой Н. Л. — Гидрометеоиздат, 1985.
65. Методические указания. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем. — Ротапринт ГГО, 1981.
66. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1 и 2. — М.: Наука, 1965, 1967.
67. Надежина Е. Д. К вопросу о влиянии скачка шероховатости подстилающей поверхности на режим турбулентного пограничного слоя. — Труды ГГО, 1970, вып. 257, с. 109—116.
68. Новый аэроклиматический справочник особых слоев атмосферы над СССР. Т. I. Инверсии температуры воздуха. Кн. 3. Вертикальный сдвиг модуля вектора в слое инверсии/Под ред. И. Г. Гутермана, Ю. В. Вакалюка. — М.: Гидрометеоиздат, 1984.
69. Новый аэроклиматический справочник особых слоев атмосферы над СССР. Т. I. Инверсии температуры воздуха. Кн. 4. Комплексы мощности и интенсивности инверсий. Ч. 1—3/Под ред. И. Г. Гутермана, Ю. В. Вакалюка. — М.: Гидрометеоиздат, 1984.
70. Новый аэроклиматический справочник особых слоев атмосферы над СССР. Т. I. Инверсии температуры воздуха. Кн. 5. Мощность инверсий. Ч. 1—2/Под ред. И. Г. Гутермана, Ю. В. Вакалюка. — М.: Гидрометеоиздат, 1984.
71. Новый аэроклиматический справочник особых слоев атмосферы над СССР. Т. I. Инверсии температуры воздуха. Кн. 1. Повторяемость инверсий. Ч. 1—2/Под ред. И. Г. Гутермана, Ю. В. Вакалюка. — М.: Гидрометеоиздат, 1984.
72. Новый аэроклиматический справочник особых слоев атмосферы над СССР. Т. I. Инверсии температуры воздуха. Кн. 2. Непрерывная продолжительность/Под ред. И. Г. Гутермана, Ю. В. Вакалюка. — М.: Гидрометеоиздат, 1984.
73. Новый аэроклиматический справочник особых слоев атмосферы над СССР. Т. I. Инверсии температуры воздуха. Кн. 6. Интенсивность инверсий. Ч. 1, 2/Под ред. И. Г. Гутермана, Ю. В. Вакалюка. — М.: Гидрометеоиздат, 1985.
74. Новый аэроклиматический справочник особых слоев атмосферы над СССР. Т. I. Инверсии температуры воздуха. Кн. 7. Характеристики температуры на нижней границе инверсий. Ч. 1—3/Под ред. И. Г. Гутермана, Ю. В. Вакалюка. — М.: Гидрометеоиздат, 1985.
75. Новый аэроклиматический справочник пограничного слоя атмосферы над СССР. Т. I. Статистические характеристики температуры, давления, плотности, влажности. Кн. 1—10/Под ред. И. Г. Гутермана. — М.: Гидрометеоиздат, 1985, 1986.
76. Новый агроклиматический справочник пограничного слоя атмосферы над СССР. Т. II. Статистические характеристики ветра. Кн. 1—10/Под ред. И. Г. Гутермана. М.: Гидрометеоиздат, 1986, 1987.
77. Новый аэроклиматический справочник пограничного слоя над СССР. Т. 1, 2. — М.: Гидрометеоиздат, 1985, 1986.
78. Оке Т. Р. Климаты пограничного слоя/Пер. с англ. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
79. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Особенности вертикального распределения удельной влажности в пограничном слое атмосферы. — Труды ГГО, 1977, вып. 398, с. 91—98.
80. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979.
81. Орленко Л. Р., Степанова В. М. Определение скорости и направления ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по наземной информации. — Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 3—17.
82. Основные этапы разработки аэрологической информации по программе Нового аэроклиматического справочника СССР. — Труды ВНИИГМИ-МЦД, 1978, вып. 50, с. 3—28.
83. Пененко В. В., Алоян А. В. Модели и методы для задач охраны окружающей среды. — Новосибирск: Наука, 1985.
84. Примеры изменений метеорологических параметров в нижнем 300-метровом слое атмосферы. — Труды ИЭМ, вып. 10(53), 1975, с. 153—164.
85. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера/Под редакцией А. С. Дубова. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974.
86. Рекомендации по описанию климата большого города. 4.3. Обобщение материалов наблюдений в пограничном слое атмосферы. — Л.: Ротапринт ГГО, 1978.
87. Рекомендации по определению климатических параметров ветровой нагрузки. — Л.: Ротапринт ГГО, 1985.
88. Руководство по прогнозированию метеорологических условий для авиации. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985.
89. Симонов В. В. Об использовании уравнения для скорости диссипации при моделировании турбулентного потока над волнистой поверхностью. — Труды ГГО, 1986, вып. 504, с. 119—131.
90. Скляров В. М. Ветер в пограничном слое атмосферы над территорией СССР. — М.: Гидрометеоиздат, 1968.
91. Скляров В. М. Суточный ход скорости ветра в планетарном пограничном слое. — Труды НИИАК, 1968, вып. 52, с. 98—119.
92. Скляров В. М. Распределение ветра в планетарном пограничном слое атмосферы на Европейской территории СССР. — Труды НИИАК, 1969, вып. 57.
93. Справочник климатических характеристик ветра свободной атмосферы по отдельным станциям северного полушария/Под редакцией И. Г. Гутермана.— М.: Гидрометеоиздат, 1968.
94. Нагрузки и воздействия. — СНиП 2.01 07-85. — М.: Изд. ЦИТП Госстроя СССР, 1986.
95. Типовые профили температуры и скорости ветра в нижнем 300-метровом слое атмосферы/Под редакцией Н. Л. Бызовой. — Обнинск, 1968.
96. Типовые характеристики нижнего 300-метрового слоя атмосферы по измерениям на высотной мачте/Под редакцией Н. Л. Бызовой.— М.: Гидрометеоиздат, 1982.
97. Турбулентность. Принципы и применения/Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. Пер. с англ.— М.: Мир, 1980.

98. Хворостьянов В. И. Двухмерная нестационарная микрофизическая модель низких облаков и адвективно-радиационных туманов. — Метеорология и гидрология, 1982, № 7, с. 16—28.

99. Федорович Е. Е. Численная модель обтекания воздушным потоком протяженных форм рельефа. — Метеорология и гидрология, 1985, № 7, с. 34—40.

100. Hsu S. A. Models for estimating offshore winds from onshore meteorological measurements.— Bound. Lay. Met., 1981, v. 20, N 3, p. 341—351.

101. Hsu S. A. Correction of land-based wind data for offshore application: a further evaluation.— J. Phys. Oceanogr. 1986, v. 16, N 2, p. 390—394.

102. Iwatani G. Spectra and scales of the atmospheric turbulence in high winds ranging from 10 to 60 m/s.— J. Met. Soc. Japan, 1985, v. 63, N 5, p. 947—957.

103. Jackson P. S., Hunt J. C. R. Turbulent wind flow over a low hill.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1979, v. 101, p. 929—955.

104. Pilie R. J. The formation of marine fog and the development of fog-stratus systems along the California coast.— J. Appl. Met., 1979, v. 18, N 10, p. 1275—1286.

105. Smith F. B. Turbulence in the atmospheric boundary layer.— Sci. Prog., Oxford, 1975, v. 62, p. 127—151.

106. Wieringa J. Estimation of mesoscale and localscale roughness for atmospheric transport modelling.— In: Air Pollut. model and Appl. 1. Proc. 11th Int. Techn. Meet.— Amsterdam, 1980, New York, London, 1981, p. 279—295.

107. Yokoyama O., Gamo M., Yamamoto S. The vertical profiles of the turbulence quantities in the atmospheric boundary layer.— J. Met. Soc. Japan, 1977, v. 55, N 3, p. 264—272.

108. Yokoyama O., Gamo M., Yamamoto S. On the turbulence quantities in the neutral atmospheric boundary layer.— J. Met. Soc. Japan, 1977, v. 55, N 3, p. 312—318.

109. Zeman O. Progress in the modelling of planetary boundary layers.— Ann. Rev. Fluid Mech., 1981, v. 13, p. 253—272.

Глава 10. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В АТМОСФЕРЕ

10.1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ДВИЖЕНИЙ

Движения в атмосфере почти всегда являются турбулентными. В отличие от ламинарных потоков, движения частиц в которых функционально связаны с внешними силами, индивидуальные элементы турбулентности (так называемые «вихри») совершают движения по сложным «случайным» траекториям. Турбулентность порождает пространственные и временные пульсации не только скорости и направления ветра, но также температуры, влажности и других метеоэлементов. Амплитуды пульсаций часто не малы по сравнению с фоновыми (крупномасштабными) их значениями. Это приводит к перемешиванию смежных объемов воздуха с интенсивностью приблизительно в 10^4—10^6 раз большей, чем при молекулярной диффузии. Поэтому турбулентность играет определяющую роль в атмосферных процессах обмена импульсом, теплом, аэрозолями и др. Турбулентный обмен между атмосферой и подстилающей поверхностью (ПП) обусловливает образование пограничного слоя атмосферы (ПСА) (см. в п. 9.1). Низкочастотная фракция турбулентности влияет на динамику крупномасштабных атмосферных процессов, а значит — на погоду.

Развитие турбулентности связано с потерей ламинарным потоком гидротермодинамической устойчивости [1, 2, 5]. В русловых потоках определяющую роль играет гидродинамическая неустойчивость, степень которой зависит от отношения сил инерции к силам вязкости, т. е. от числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = UL/\nu$ (L, U — характерные масштабы длины и скорости потока, ν — коэффициент кинематической вязкости). Турбулентность возникает, если Re превышает некоторое критическое значение $\mathrm{Re}_{\text{кр}}$, причем вначале возникают крупномасштабные, а затем постепенно все более мелкие пульсации.

В атмосферных потоках значение Re обычно превышает $\mathrm{Re}_{\text{кр}}$ и поэтому течения являются турбулентными. Однако для практических целей движения обычно считают турбулентными лишь тогда, когда средняя квадратическая амплитуда пульсаций превышает некоторое пороговое значение. Для скоростей воздуха за пороговое обычно принимается значение, равное 0,05 или 0,1 м/с.

В атмосфере на развитие и затухание турбулентности, наряду с гидродинамическими факторами, влияет степень устойчивости вертикальной стратификации температуры (а значит, плотности) воздуха. Основным определяющим параметром является в этом случае безразмерное число Ричардсона

$$\mathrm{Ri} = \frac{g}{T}\,\frac{\gamma_a - \gamma}{(\partial u/\partial z)^2},$$

где $\gamma = -\partial T/\partial z$ и γ_a — фактический и адиабатический вертикальные градиенты температуры воздуха, g — ускорение свободного падения, T — абсолютная температура воздуха. Число Ri определяет относительный вклад в генерацию кинетической энергии турбулентности термических (числитель) и динамических (знаменатель) факторов.

Существует критическое значение числа Ri, такое, что при $\mathrm{Ri} < \mathrm{Ri}_{\text{кр}}$ турбулентность интенсифицируется, т. е. амплитуды пульсаций растут; при $\mathrm{Ri} > \mathrm{Ri}_{\text{кр}}$ турбулентность ослабевает. По теоретическим и лабораторным оценкам значение $\mathrm{Ri}_{\text{кр}}$ заключено в интервале от 0,25 до 1. Не исключено, что значения $\mathrm{Ri}_{\text{кр}}$ для процессов развития и затухания турбулентности не одинаковы. Критическое значение числа Ri для турбулентности, вызывающей болтанку самолетов (см. п. 10.2.3), близко к 4 [1]. Отметим, что, хотя уменьшение вероятности развития турбулентности с ростом Ri прослеживается весьма четко, по-видимому все же нет такого значения Ri, при котором возможность хотя бы очагового развития турбулентности ясного неба исключалась полностью.

Специфической особенностью атмосферной турбулентности является ее многомасштабность, причем спектр размеров (длин волн) пульсаций (λ) охватывает диапазон от нескольких миллиметров до десятков километров. К макротурбулентным элементам иногда относят и такие громадные вихри, как циклоны и антициклоны.

Между индивидуальными турбулентными образованиями происходит сложное нелинейное взаимодействие, в процессе которого происходит обмен энергией и изменение их характеристик.

Турбулизация атмосферных потоков возникает из-за их деформации при обтекании неровностей ПП либо при потере гидротермодинамической устойчивости крупномасштабным потоком под действием повышенных значений вертикальных и (в несколько меньшей степени) горизонтальных градиентов температуры и скорости ветра. По данным А. А. Васильева,

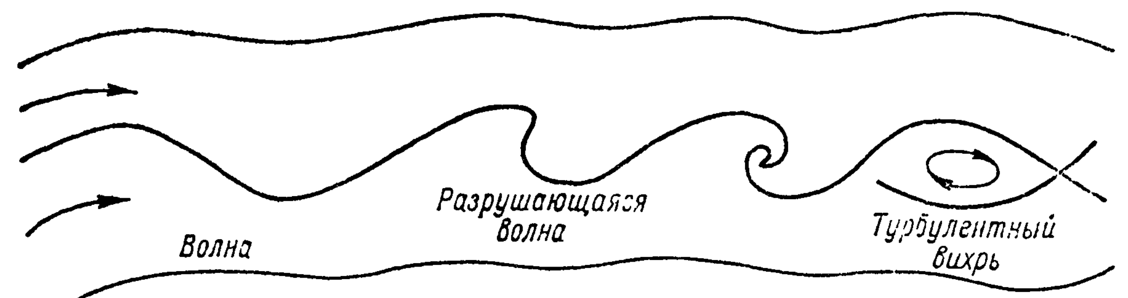


Рис. 10.1.1. Схема образования вихрей при потере устойчивости гравитационными волнами.

пороговым значением $\beta = \partial u/\partial z$, начиная с которого вероятность развития турбулентности, вызывающей болтанку самолетов, резко увеличивается является $|\beta| = (0{,}6\ldots0{,}7)\cdot10^{-2}\ \text{с}^{-1}$.

Условия, благоприятствующие развитию турбулентности, чаще всего создаются вблизи атмосферных фронтов и в окрестности инверсионных слоев, например тропопаузы.

Хотя в целом роль горизонтальных градиентов скорости ветра в интенсификации турбулентности заметно меньше, чем роль вертикальных градиентов, согласно результатам самолетных исследований случаи с болтанкой весьма часто наблюдаются в зонах с резким ослаблением скорости фонового потока. В теплое время года мощным источником развития турбулентности является атмосферная конвекция; мелкомасштабную конвекцию нередко называют термической турбулентностью [1, 9].

В свободной атмосфере основной причиной возникновения турбулентности является потеря устойчивости внутренних гравитационно-сдвиговых волн. Этот процесс начинается с быстрого увеличения амплитуды волн, после которого гребни «захлестываются», опрокидываются и преобразуются в систему крупных (так называемых роторных) вихрей (рис. 10.1.1). Эти вихри в дальнейшем (причем иногда очень быстро) измельчаются.

Разрушение волн может вызываться «первичной» или «вторичной» неустойчивостью [1, 7, 8]. Первичная неустойчивость (неустойчивость Кельвина—Гельмгольца) развивается, если в большей части волнового слоя $\mathrm{Ri} < \mathrm{Ri}_{\text{кр}}$. При вторичной неустойчивости поток в среднем устойчив, а неустойчивые участки локализуются вблизи гребней волн. Такой вид неустойчивости характерен в основном для слоев с сильно искривленными вертикальными профилями температуры и скорости ветра [1, 8], например вблизи границ приподнятых инверсий, в том числе тропопаузы. Благодаря вторичной неустойчивости нередко формируются локальные турбулентные зоны («пятна»), перемещающиеся вместе с потоком.

10.1.1. Статистический аппарат описания турбулентности

При математическом описании турбулентных пульсаций скорости ветра применяется аппарат математической статистики для квазистационарных случайных процессов.* К наи-

* Индивидуальные реализации турбулентных течений могут быть описаны с помощью уравнений гидромеханики вязкой жидкости. При описании осредненных турбулентных движений чаще всего пользуются системой уравнений предложенной Рейнольдсом (см. в [2]). В этой системе в отличие от уравнений для ламинарных течений содержатся члены вида $-\rho\overline{u_j' u_k'}$ — «напряжения Рейнольдса» (u_j', u_k' — компоненты скорости пульсаций, ρ — плотность воздуха), которые появились ввиду нелинейности исходной системы уравнений вязкой жидкости и описывают суммарный эффект всех отклонений от средней скорости.

более употребительным статистическим характеристикам относятся плотность распределения f и интегральные функции распределения F и среднеквадратические значения $(\sigma_{u_i'})$ пульсаций. Широко используется корреляционный и спектральный анализ.

Среднее значение (математическое ожидание) амплитуд пульсаций, если тренд исключен, равно нулю.

При изучении турбулентной диффузии в атмосфере и в некоторых других случаях оценка интенсивности турбулентного обмена может осуществляться по значениям коэффициента турбулентности K или удельной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ε.

При статистическом описании случайных процессов важную роль играет операция осреднения. Осреднение может производиться либо по индивидуальной реализации (например, по значениям пульсаций, измеренным на определенном участке атмосферы или в фиксированной ее точке в течение некоторого промежутка времени), либо по ансамблю (совокупности) физически однородных реализаций. Для получения надежных статистических оценок интервал осреднения должен быть тем больше, чем больше масштабы пульсаций. Ниже для обозначения среднего значения будет использоваться черта над рассматриваемой величиной.

В дополнение к использовавшимся в предшествующих главах понятиям о плотности (f) и функции (F) распределения пульсаций остановимся вкратце на корреляционных и спектральных функциях, которые будут широко использоваться нами ниже. Отметим в этой связи, что практически во всех случаях переход от временны́х характеристик к пространственным и наоборот может быть осуществлен с помощью гипотезы Тэйлора о «замороженной турбулентности». Предполагается, что атмосферные вихри как бы «заморожены» и переносятся фоновым потоком без изменения их динамических и геометрических характеристик, т. е.

$$\bar{u}k = \omega. \qquad (10.1.1)$$

Корреляционная (ее называют также автокорреляционной) функция является мерой взаимосвязи между сечениями одной и той же случайной функции, разделенными интервалом времени (Δt) или расстояния (Δx):

$$R(\Delta t) = \overline{\varphi'(t)\,\varphi'(t+\Delta t)},$$
$$R(\Delta x) = \overline{\varphi'(x)\,\varphi'(x+\Delta x)}. \qquad (10.1.2)$$

В отличие от нестационарных процессов, при которых $R(\Delta t)$ и $R(\Delta x)$ зависят от начального момента времени или начальной координаты, т. е. являются функцией двух аргументов (t_1, t_2 или x_1, x_2) при стационарности R является функцией одного аргумента ($\Delta t = t_2 - t_1$ или $\Delta x = x_2 - x_1$).

При $\Delta t = \Delta x = 0$ корреляционная функция равна дисперсии пульсаций $R(0) = \sigma^2$. С ростом $\Delta t(\Delta x)$ взаимная связность пульсаций уменьшается, а значит, убывает и корреляционная функция, стремясь в пределе к нулю.

Кроме корреляционных функций, используются взаимные корреляционные (кроскорреляционные) функции, характеризующие степень связности между пульсациями двух различных метеоэлементов. Так, например, временна́я кросскорреляционная функция пульсаций вертикальной скорости воздуха и температуры имеет вид

$$R_{w',\,T'}(\Delta t) = \overline{w'(t)\,T'(t+\Delta t)}. \qquad (10.1.3)$$

Значению $R_{w',\,T'}$ пропорционален турбулентный перенос тепла, а значениям $R_{u',\,w'}$, $R_{v',w'}$ — вертикальный перенос импульса.

Распространенной формой обработки эмпирических данных является их спектральный анализ, в частности определение спектральной плотности $S_{u_i'}(\omega)$ и спектра энергии пульсаций $E_{u_i'}(\omega)$ * (ω — круговая частота: $\omega = 2\pi f$, где f — частота в c^{-1} или герцах). Отметим, что ω связана с волновым числом k соотношением $k = \omega/\bar{u}$, в котором $\bar{u}$ — средняя скорость потока на рассматриваемом уровне.

Спектральная плотность характеризует вклад пульсаций различных частот (размеров) в общую энергию процесса **, а спектр энергии — распределение дисперсий пульсаций в рассматриваемом диапазоне размеров вихрей.

* Здесь и в дальнейшем запись в форме u_i' означает, что рассматриваемая статистическая характеристика верна для любой из i-х компонентов скорости пульсаций: u', v', w'.

** За «энергию пульсаций» условно принимается квадрат амплитуды пульсаций любой характеристики — компонент скорости ветра, температуры и т. д.

Для оценок * спектральной плотности стационарных случайных процессов $S_{u_i'}(\omega)$ или $S_{u_i'}(k)$ чаще всего применяют Фурье-преобразование автокорреляционной функции (см. в [1]):

$$S_{u_i'}(\omega) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty R_{u_i'}(\tau)\cos\omega\tau\,d\tau, \qquad (10.1.4)$$

где $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — частота в c^{-1} (герцах).

Спектр энергии пульсаций определяется соотношением

$$E_{u_i'}(\omega) = \frac{1}{2}\int_0^\infty S_{u_i'}(\omega)\,d\omega. \qquad (10.1.5)$$

При рассмотрении характеристик двух взаимосвязанных стационарных случайных процессов (например, $u'(t)$ и $w'(t)$, $w'(t)$ и $T'(t)$ и т. д.) используют данные об их взаимных спектральных плотностях $S_{u_i',\,u_j'}(\omega)$, являющихся преобразованием Фурье от соответствующей кросскорреляционной функции

$$S_{u_i',\,u_j'}(\omega) = \frac{2}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} R_{u_i',\,u_j'}(\tau)\cos\omega\tau\,d\tau. \qquad (10.1.6)$$

Величина $S_{u_i',\,u_j'}(\omega)$ является комплексной функцией, которую можно записать в виде

$$S_{u_i',\,u_j'}(\omega) = C_{u_i',\,u_j'}(\omega) + iQ_{u_i',\,u_j'}(\omega). \qquad (10.1.7)$$

Слагаемое $C_{u_i',\,u_j'}(\omega)$ называется коспектром, а слагаемое $Q_{u_i',\,u_j'}(\omega)$ — квадратурным спектром рассматриваемых случайных процессов. Коспектр характеризует влияние возмущений различных частот (масштабов) на взаимную скорреллированность процессов, а квадратурный спектр — сдвиг по фазе членов одной совокупности пульсаций относительно другой.

Наряду с $S_{u_i',\,u_j'}(\omega)$, при анализе степени упорядоченности пространственной структуры турбулентных образований («вихрей») удобно использовать безразмерную величину — функцию когерентности:

$$\mathrm{coh}(\omega) = \frac{\left(C_{u_i',\,u_j'}(\omega)\right)^2 + \left(Q_{u_i',\,u_j'}(\omega)\right)^2}{S_{u_i'}(\omega)\,S_{u_j'}(\omega)}. \qquad (10.1.8)$$

Значения $\mathrm{coh}(\omega)$ заключены в интервале (0,1). Максимум достигается, если во всем диапазоне ω возмущения когерентны (взаимно согласованы) полностью, т. е. разность их фаз постоянна, а амплитуды суммарного процесса складываются. Если совокупности u_i' и u_j' статистически независимы, то функция когерентности равна нулю.

Весьма распространенным способом параметризации турбулентного обмена является использование коэффициента турбулентности K — турбулентного аналога коэффициента молекулярной вязкости. В отличие от последнего K не является постоянной физической характеристикой жидкости (газа), а зависит от параметров крупномасштабного потока.

Согласно полуэмпирической теории турбулентности [1, 6],

$$K = l^2\,\frac{\overline{du}}{dz}, \qquad (10.1.9)$$

где l — путь смешения, т. е. расстояние, проходимое вихрем до его полного перемешивания с окружающим воздухом,

* Фактические измерения всегда имеют конечную длину (продолжительность) и часто являются не непрерывными, а дискретными. Поэтому результаты расчетов $S_{u_i'}(\omega)$ и $E_{u_i'}(\omega)$ по эмпирическим данным являются лишь оценкой (приближением) к истинным спектрам (подробнее см. в [1]). Статистическая надежность и репрезентативность таких оценок зависит от длины (продолжительности) реализации и степени отклонений турбулентности в исследуемом случае от стационарности и однородности.

а $\overline{du/dz}$ — средний вертикальный градиент ветра. Оценка значений K для свободной атмосферы проводится по формулам, учитывающим особенности способа измерений скорости турбулентных пульсаций [1]. При наличии данных о спектральной плотности пульсаций в случае приближенного определения K для инерционного интервала спектра турбулентных вихрей (см. п. 10.1.2.3) можно воспользоваться законом четырех третей Ричардсона:

$$K \simeq A\varepsilon^{1/3}\,\Delta l^{4/3}, \qquad (10.1.10)$$

где ε — скорость диссипации (см²/с³), Δl — размер вихря (м), $A \simeq 0{,}2 \pm 0{,}1$ — численный коэффициент в предположении, что $\Delta l = 200$ м.

Значение ε в инерционном интервале оценивается по соотношению

$$\varepsilon = \alpha S^{3/2}_{u_i}(k)\,k^{5/2}. \qquad (10.1.11)$$

Коэффициент α для поперечных пульсаций (v', w') в $4/3$ раза больше, чем для продольных (u'). В среднем $\alpha = 0{,}15$ для u' и 0,20 для v' и w' при условии, что волновое число k измеряется в циклах на единицу длины, а (что то же самое) частота ω измеряется в герцах. Если вместо циклов используются радианы, то значение α следует умножить на $(2\pi)^{2/3} \approx 3{,}4$.

10.1.2. Структура турбулентного потока

Структура атмосферных движений формируется как результат наложения турбулентных пульсаций различных масштабов * на крупномасштабный поток. В последние годы с помощью лабораторных и натурных экспериментов выяснилось, что и внутри ПСА, и на больших высотах при наличии больших градиентов скорости ветра, наряду с «хаотической» (стохастической) турбулентностью, иногда наблюдаются также сравнительно долго живущие крупные и более детерминированные — когерентные — вихревые структуры [7]. Относительный вклад последних в атмосферную турбулентность пока количественно не определен.

10.1.2.1. Когерентные вихревые структуры

Примером когерентных вихрей могут служить подветренные роторы [1] — крупные квазистационарные вихри, возникающие в ПСА благодаря неустойчивости Фэллера—Кэйлора (см. в [9]), спиралевидные вихри с горизонтальной осью, весьма типичные, например, для струйных течений в верхней тропосфере, и др. Обширный класс когерентных вихревых структур, по-видимому, возникает при потере устойчивости ячейковой (в частности, двумерной) конвекцией и при разрушении коротких атмосферных волн.

Хотя первоисточником и стохастической, и когерентной турбулентности является потеря устойчивости крупномасштабным потоком, значительный вклад в формировании последней, вероятно, вносится и самоорганизацией мелкомасштабной турбулентности при процессе нелинейного взаимодействия ее элементов.

Судя по результатам лабораторных исследований, при $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{\text{кр}}$ постепенное дальнейшее увеличение значения Re интенсифицирует развитие стохастической турбулентности, но не обязательно разрушает когерентные вихревые структуры.

Н. З. Пинус (1987) по результатам анализа 204 серий синхронных измерений значений u' и w' с борта самолета над европейской частью СССР в слое 0,6—9,0 км пришел к заключению о наличии когерентных турбулентных образований в диапазоне $k = 1/\lambda = 5\cdot10^{-3} - 3{,}3\cdot10^{-4}$ м⁻¹. Считалось, что вихри когерентны, если на рассматриваемом участке $\mathrm{coh}_{u',w'}(k) \geqslant 0{,}15$.

Типичные примеры распределений $\mathrm{coh}_{u'w'}(k)$ приведены на рис. 10.1.2. Из рисунка видно, что в индивидуальных реализациях содержалось от одной до трех коррелированных структур. Максимальная их повторяемость наблюдалась при $k = 5\cdot10^{-3} \ldots 2\cdot10^{-3}$ и $k = 5\cdot10^{-4} \ldots 3{,}3\cdot10^{-4}$ м.

В 10 % случаев когерентные структуры отсутствовали.

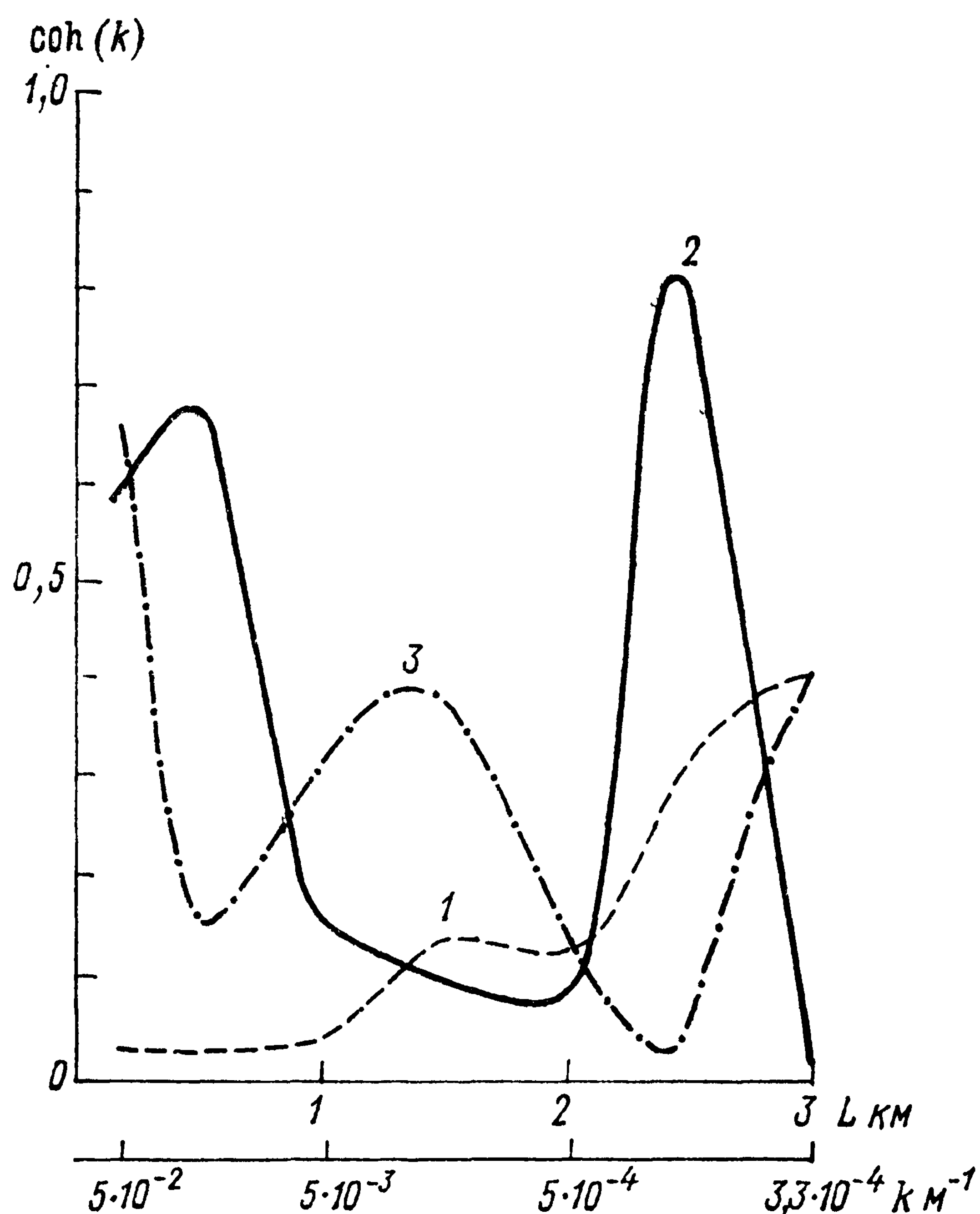


Рис. 10.1.2. Типичные спектры коэффициента когерентности пульсаций u' и w' по Н. З. Пинусу.

1 — спектр с одним частным максимумом, 2 — с двумя максимумами, 3 — с тремя максимумами.

10.1.2.2. Общие закономерности образования и эволюции стохастической турбулентности

Процесс образования и эволюции стохастической турбулентности сводится к следующему [1, 2, 5, 6]. Из-за того, что для атмосферы типичны значения $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{\text{кр}}$, крупномасштабные воздушные потоки гидродинамически неустойчивы и в них образуются «вихри первого порядка» — наиболее крупные элементы турбулентности с наибольшими амплитудами пульсаций. Их линейные масштабы сравнимы с характеристическими масштабами фонового потока. Вследствие того что для таких вихрей значения Re обычно тоже превышают $\mathrm{Re}_{\text{кр}}$, эти образования в свою очередь неустойчивы и распадаются на еще более мелкие вихри и т. д. Последовательное измельчение вихрей, сочетающееся с уменьшением амплитуды турбулентных пульсаций, продолжается до тех пор, пока для вихрей порядка n значение числа Рейнольдса $\mathrm{Re}^{(n)} = u^{(n)}L^{(n)}/\nu$ не станет столь малым, что вязкость уже будет препятствовать образованию «вихрей $n+1$-го порядка».

Поскольку большие значения Re эквивалентны малой вязкости, то влияние вязкости на механику крупномасштабной фракции турбулентных пульсаций исчезающе мало. Оно становится существенным начиная с тех вихрей, число Re для которых имеет порядок единицы [6].

Благодаря неустойчивости крупномасштабного потока вначале генерируются продольные пульсации скорости (u') [5], и лишь затем под действием возмущений, возникающих в поле давления, появляются поперечные пульсации v' и w', отбирающие часть энергии от продольных. Вертикальные пульсации могут также генерироваться за счет потенциальной энергии, переходящей в кинетическую при развитии конвекции.

10.1.2.3. Энергетика стохастической турбулентности

На рис. 10.1.3 приведена схема распределения кинетической энергии пульсаций $E_{u_i}(k)$ по длинам волн (волновым числам). Изображенная на рисунке кривая представляет собой одномерную спектральную плотность энергии турбулент-

* Характерным масштабом вихрей (элементов турбулентности) называется расстояние, вплоть до которого сохраняется взаимная корреляция пульсаций ветра или других метеоэлементов.

ности (спектр мощности) $S_{u'_i}(k)$. Его максимум соответствует так называемому внешнему масштабу турбулентности (см. п. 10.1.2.4).

Участок *а* содержит наиболее крупные анизотропные «турбулентные тела» («вихри»); участок *б* представляет

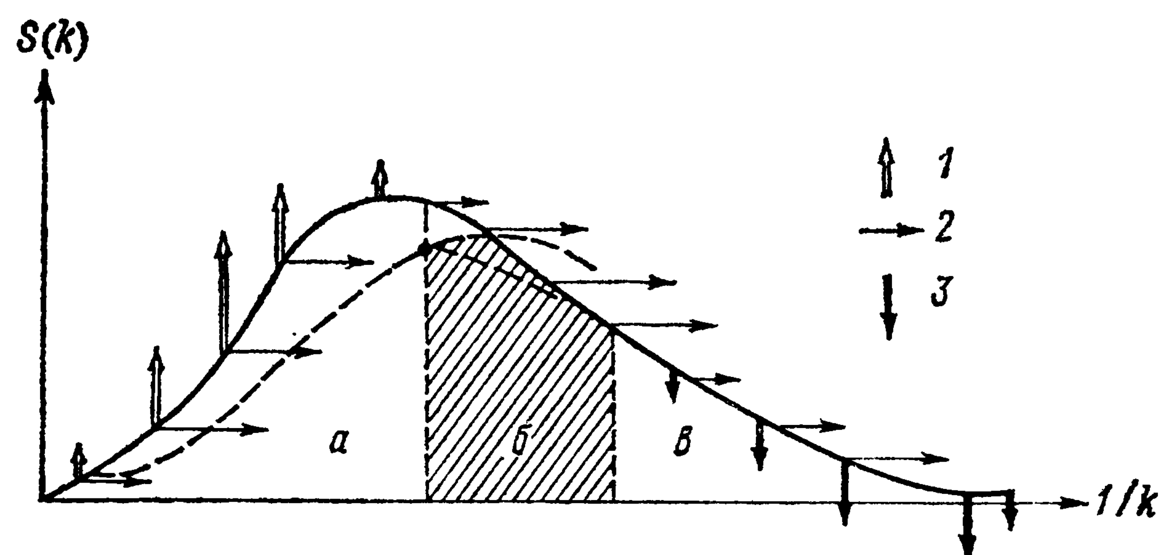


Рис. 10.1.3. Распределение спектральной плотности кинетической энергии турбулентности по волновым числам.

1 — поступление энергии из основного (фонового) потока; *2* — переход энергии от больших вихрей к меньшим без ее диссипации в тепло; *3* — диссипация кинетической энергии в тепло под действием вязкости.

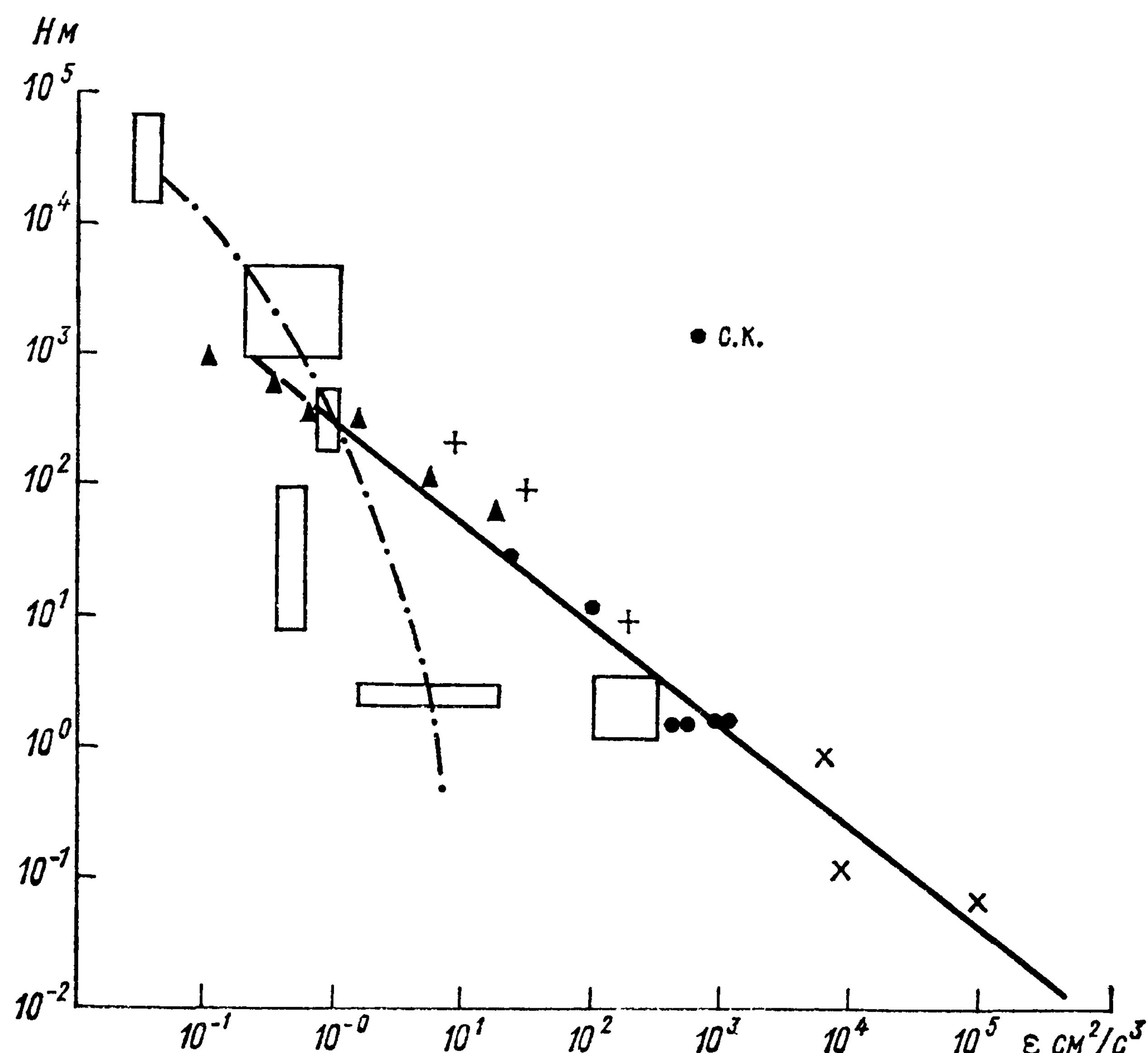


Рис. 10.1.4. Зависимость ε от высоты по различным данным.

Буквами с. к. отмечены данные, полученные при сильной конвекции.

«инерционный» интервал турбулентности, а участок *в* — интервал вязкой диссипации.

От относящихся к интервалу *а* крупномасштабных пульсаций, черпающих свою энергию непосредственно из фонового потока, кинетическая энергия поступает в вихри, относящиеся к инерционному интервалу *, практически не диссипируя при этом. Другими словами, осуществляется как бы «каскадный» перенос энергии от более крупных турбулентных образований к сравнительно мелким, а кинетическая энергия последних диссипирует, переходя в тепло, в интервале *в*, содержащем самые мелкие вихри. Поскольку в инерционном интервале передача энергии от крупно- к мелкомасштабным вихрям происходит без потерь, скорость диссипации кинетической энергии турбулентности в единице массы ε (см²/с³) можно оценить по параметрам основного потока с помощью формулы (10.1.11).

* Для существования инерционной подобласти спектра требуется, чтобы число Рейнольдса $\mathrm{Re} = u'_i L/\nu$ по порядку величины было равно 10^5 [7].

В среднем для тропопаузы ε = 4... 5 см²/с³ [5]. Вблизи ПП и в облаках значение ε может быть в десятки и даже сотни раз большим [3, 9]. В слое толщиной до 1—2 км под тропопаузой значение ε иногда имеет тот же порядок, что и в ПСА [1]. На высоте 14—21 км по данным измерений над Северной Америкой, Австралией, Англией и Францией над ровной ПП и акваторией морей $\varepsilon \approx 6$, а над высокими горными хребтами — 17 см²/с³ [1].

Общие закономерности изменения ε с высотой показаны на рис. 10.1.4.

Если ε = const, а дополнительного притока кинетической энергии $E = \frac{1}{2}\sum_i u_i'^2$ нет, то типичное время диссипации турбулентности $\tau_\varepsilon = E/\varepsilon$ равно нескольким минутам [1]. Поскольку турбулентные зоны вне облаков иногда существуют почти не изменяясь в течение нескольких часов, а в облаках «живут» столько же времени, сколько существуют последние, ясно, что в этих случаях потеря турбулентной энергии возмещается благодаря пульсациям, возникающим при тех или иных процессах (разрушении гравитационно-сдвиговых волн, конвекции и т. д.).

10.1.2.4. Внешний и внутренний масштабы турбулентности

В теории турбулентности широко используются понятия внешнего L_0 и внутреннего λ_0 масштабов турбулентности.

Внешним масштабом турбулентности является размер вихрей, содержащих максимальный запас кинетической энергии, и поэтому его часто называют энергосодержащим масштабом. Внутренним масштабом турбулентности считаются размеры самых мелких вихрей — тех, в которых под действием вязкости кинетическая энергия диссипирует, переходя в тепло.

Надежных количественных оценок значений L_0 для разных высот еще нет. В слое толщиной в несколько десятков метров над ровной ПП они, по-видимому, близки к высоте (H) над ПП; затем значения L_0 продолжают расти с высотой, но уже медленнее, чем вблизи Земли.

Для приближенной оценки значений L_0 и зависимости L_0 от H можно применить используемое в авиационно-прикладных работах понятие об «интегральном масштабе вихрей» $L_{u'_i}$, определяемом соотношением

$$L_{u'} = \int_0^\infty \frac{R_{u'}(\Delta x)\,dx}{\sigma_{u'}^2} = 2L_{w'}. \qquad (10.1.12)$$

Значения $L_{u'}$, $L_{v'}$ и $L_{w'}$ характеризуют линейные размеры области, внутри которой наблюдается высокая корреляция пульсации [1, 4]. В большинстве случаев для определения $L_{u'_i}$ используется значение $L_{u'_i}$, соответствующее наилучшей аппроксимации реальных спектров турбулентности с помощью модельных спектров Кармана (см. в 10.2.4.2).

Заметим, что при экспоненциальной форме $R_{u'_i}(\Delta x)$ интегральный масштаб турбулентности численно равен удвоенному занчению Δx, на котором корреляция уменьшается до 0,6.

В большинстве случаев в тропосфере и нижней стратосфере значения $L_{u'_i}$ заключены в интервале от 100—300 м на $H = 70...300$ м до 1,5—2,5 км на бóльших высотах (табл. 10.1.1). При этом для вертикальных пульсаций они в 1,5—2,5 раза больше, чем для горизонтальных.

Таблица 10.1.1

Зависимость интегрального масштаба горизонтальных пульсаций $L_{u'_i}$ от высоты H [4]

	H км				
	3—7	7—10	10—12	12—15	15—18
$L_{u'}$ км	0,40	0,54	0,63	1,21	0,99
$L_{u'\,max}$ км	0,6	1,5	1,9	2,7	2,6
$L_{u'\,min}$ км	0,1	0,2	0,1	0,3	0,3

Диапазон изменений Lv_0 и, особенно, различие в значениях L_0 для вертикальных и горизонтальных пульсаций зависят от термической и ветровой стратификации атмосферы. В частности, в свободной атмосфере при $\gamma \approx \gamma_a$ внешние масштабы горизонтальных и вертикальных турбулентных пульсаций, по-видимому, несущественно отличаются друг от друга.

10.2. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ЯСНОМ НЕБЕ

Турбулентность в свободной атмосфере подразделяют на турбулентность в ясном небе (ТЯН) * и в облаках (см. п. 5.3.5—5.3.6). К ТЯН относят турбулентные пульсации скорости потока, которые влияют на условия полетов воздушных судов (ВС), но не проявляются визуально и не связаны непосредственно с облачной конвекцией. Включается в понятие ТЯН и турбулентность в неконвективных разновидностях перистых облаков (Ci, Cs).

Полеты на участках с ТЯН сопровождаются высокочастотными колебаниями высоты, скорости и других параметров движения, из-за чего возникает так называемая болтанка ВС, нарушающая комфортность, а иногда и безопасность полета.

Преобладающая часть эмпирических данных о ТЯН накоплена по измерениям на самолетах и относится к участку спектра размеров вихрей, влияющих на условия полетов (от нескольких десятков метров до 2—3 км) [1]. При этом объем материалов о пульсациях вертикальной компоненты скорости ветра во много раз больший, чем о горизонтальных.**

Применяются два способа описания атмосферной турбулентности (в том числе, ТЯН): как непрерывного случайного процесса и как набора дискретных независимых друг от друга, индивидуальных пульсаций. Ниже приводятся основные результаты, полученные при обоих способах исследований.

* В англоязычной литературе термину ТЯН соответствует аббревиатура CAT (Clear Air Turbulence).

** Ниже составляющие скорости потока u', v', w', если отсутствуют оговорки, берутся в декартовой системе координат причем ось x (а значит и u') направлена вдоль вектора среднего ветра.

10.2.1. Пространственные и временные параметры ТЯН в тропосфере и нижней стратосфере

10.2.1.1. Размеры и форма турбулентных зон

Вне горных районов и областей интенсивной конвекции, средние квадратические пульсации скорости ветра $\sigma_{u_i'}$ чаще всего не превышают нескольких см/с, и такие потоки можно считать квазиламинарными. Лишь на отдельных участках наблюдается более интенсивная турбулентность. Турбулентные зоны имеют форму либо тонких слоев, либо плоских «линз», вкрапленных в квазиламинарный поток (рис. 10.2.1).

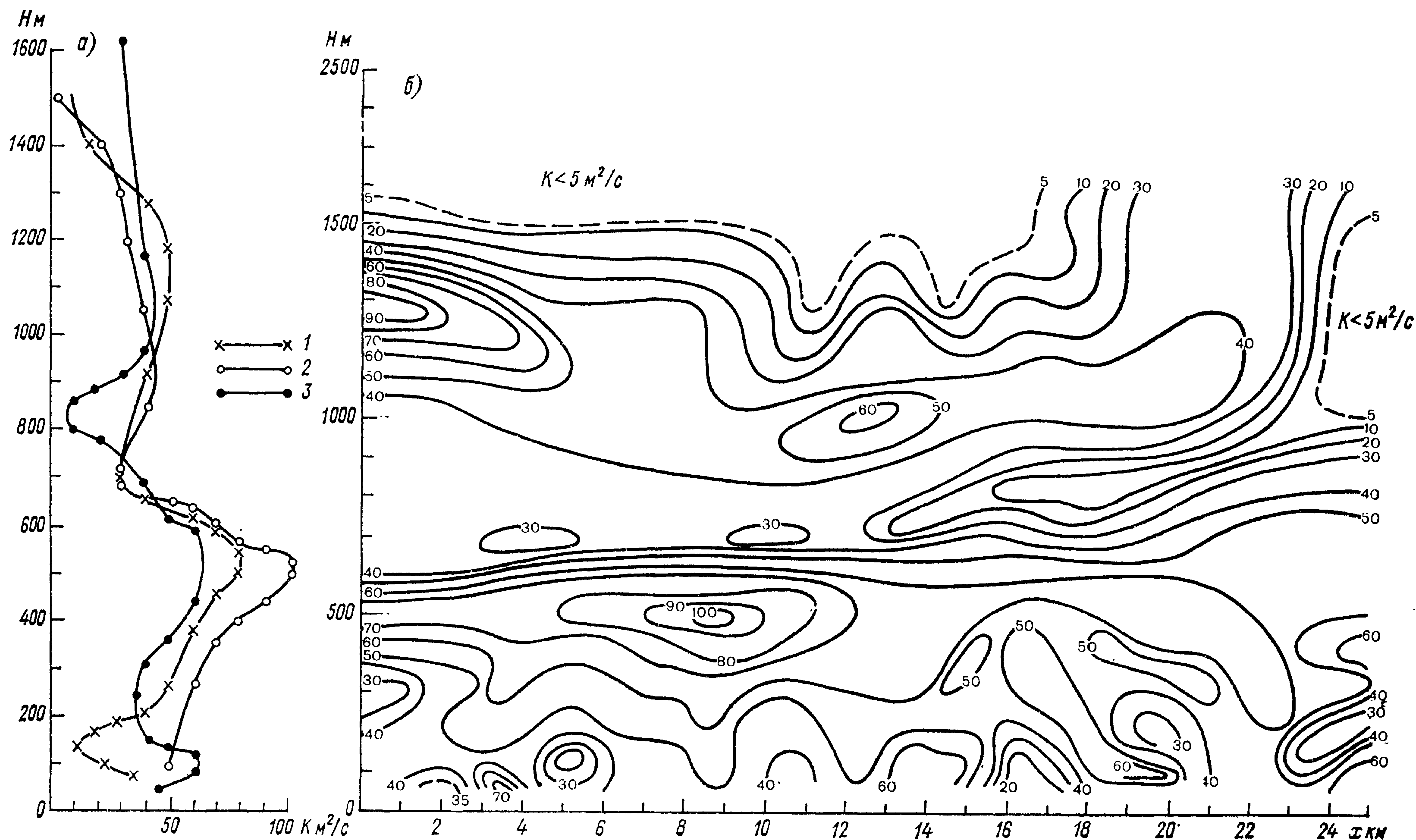


Рис. 10.2.1. Вертикальный профиль K (a) и изоплеты K м²/с ($б$) над гладкой подстилающей поверхностью [1].

Наглядным следствием горизонтальной неоднородности ТЯН является ее перемежаемость — чередование турбулентных участков с квазиламинарными [1]. Степень «заполненности» атмосферы турбулентными участками на фиксированной высоте оценивается коэффициентом перемежаемости $\alpha = \sum_i l_i \Big/ \left(\sum_i l_i + \sum_i \lambda_i\right)$, где l_i — длина индивидуальных участков ТЯН, а λ_i — длина квазиламинарных участков. В среднем значения α максимальны в нижней тропосфере и уменьшаются над нею. Локальные максимумы α располагаются вблизи земной поверхности (главный максимум), около уровня верхнетропосферного максимума скорости ветра и вблизи велопаузы в нижней стратосфере. Внутри ПСА над всхолмленной или гористой ПП значения α при неустойчивой стратификации и сильном ветре даже над длинными участками могут быть близки к единице.

При полетах ВС в средней и верхней тропосфере вероятность наличия участков с ТЯН редко превышает 5—10 %, а в нижней стратосфере она еще меньше (рис. 10.2.2). Поэтому в стратосфере (в среднем) турбулентное перемешивание менее интенсивно, чем в тропосфере, даже если внутри участков, на которых наблюдается ТЯН, амплитуды пульсаций велики.

На всех высотах, чем интенсивнее турбулентность (чем больше значения $\sigma_{u_i'}$), тем короче турбулентные участки, а значит меньше α. Если длину участков с сильной болтанкой принять за единицу, то относительная протяженность

участков с умеренной болтанкой близка к 1,7, а со слабой — к 2,4 * [1].

Наибольшая вероятность ТЯН и максимальные пульсации наблюдаются с подветренной стороны гор, в ПСА над участками с резкой сменой характера ПП, вблизи атмосферных фронтов и высотных фронтальных зон (т. е. около струйных течений). Естественно, что и повторяемость, и интенсивность ТЯН максимальны в нижней тропосфере, поскольку там наиболее существенно влияние неоднородностей ПП на движение и наиболее резко выражены атмосферные фронты. В теплое время года вблизи ПП весьма велик вклад в генерацию турбулентности конвекции.

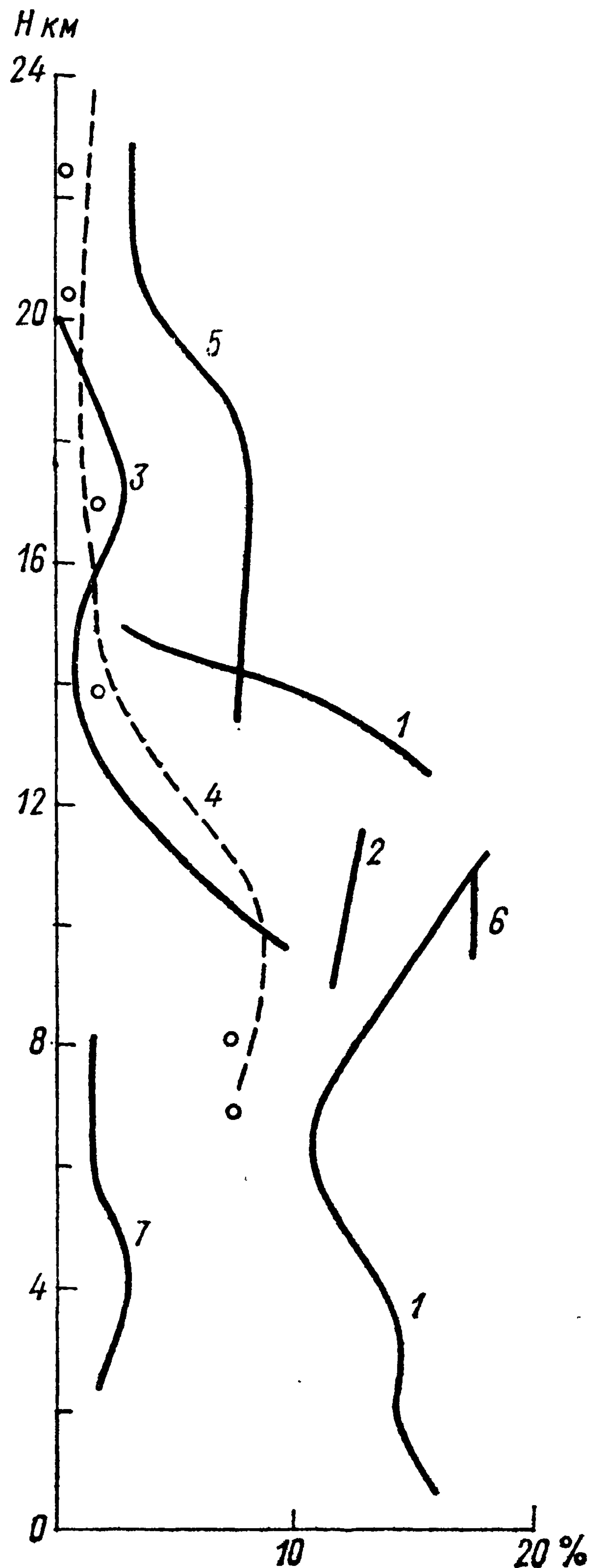


Рис. 10.2.2. Повторяемость (%) ТЯН на различных высотах [1].

1 — СССР, южные широты; 2 — СССР, умеренные широты; 3 — ЕТС и Западная Сибирь; 4 и 5 — США; 6 — трасса Лондон—Дальний Восток; 7 — трасса Лондон—Северная Африка.

В средней тропосфере повторяемость и интенсивность ТЯН уменьшаются, а в верхней тропосфере, особенно вблизи уровня максимальных ветров, — опять возрастают [1, 4]. Выше тропопаузы вероятность и интенсивность ТЯН уменьшаются с высотой [1], несколько увеличиваясь лишь около велопаузы.

В верхней тропосфере вероятность ТЯН в большинстве регионов максимальна весной и осенью во время интенсивной сезонной перестройки атмосферных процессов, когда велика повторяемость резких фронтальных разделов.

В нижней тропосфере повторяемость ТЯН максимальна летом, когда устойчивость стратификации в этом атмосферном слое наименьшая, а значит, особенно велика вероятность конвекции. Смещению максимума повторяемости ТЯН на малых высотах на лето способствует и то, что в это время наиболее велика мезомасштабная горизонтальная неоднородность поля температуры ПП, что способствует формированию больших локальных горизонтальных градиентов и температуры, и скорости ветра.

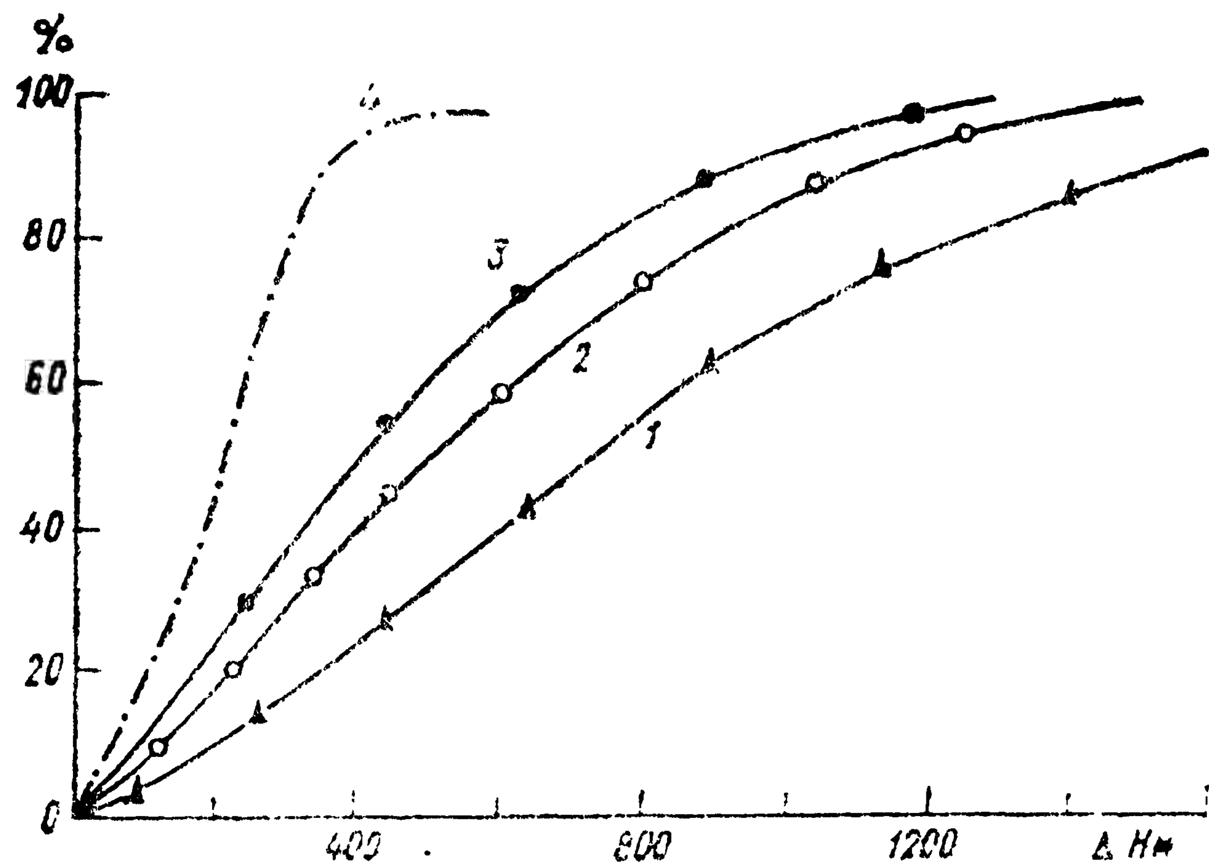


Рис. 10.2.3. Накопленные повторяемости (%) толщины (ΔH) турбулентных зон в верхней тропосфере (1—3) и нижней стратосфере (4) [1].

1 — низкие широты; 2, 4 — умеренные широты; 3 — высокие широты.

Надежных сведений о пространственной конфигурации зон ТЯН пока нет, но, судя по имеющимся данным, они обычно вытянуты вдоль вектора скорости ветра [1]. Кроме того, индивидуальные участки ТЯН являются уплощенными и характеризуются значениями $\Delta H/\Delta x \sim 10^{-3}$, где ΔH — толщина, а Δx — длина турбулентного участка. Интегральные повторяемости значений ΔH и Δx в верхней тропосфере и нижней стратосфере над разными регионами приведены на рис. 10.2.3 и рис. 10.2.4 [1, 4]. Видно, что с севера на юг ΔH увеличивается. Значения Δx от географической широты зависят, по-видимому, не сильно.

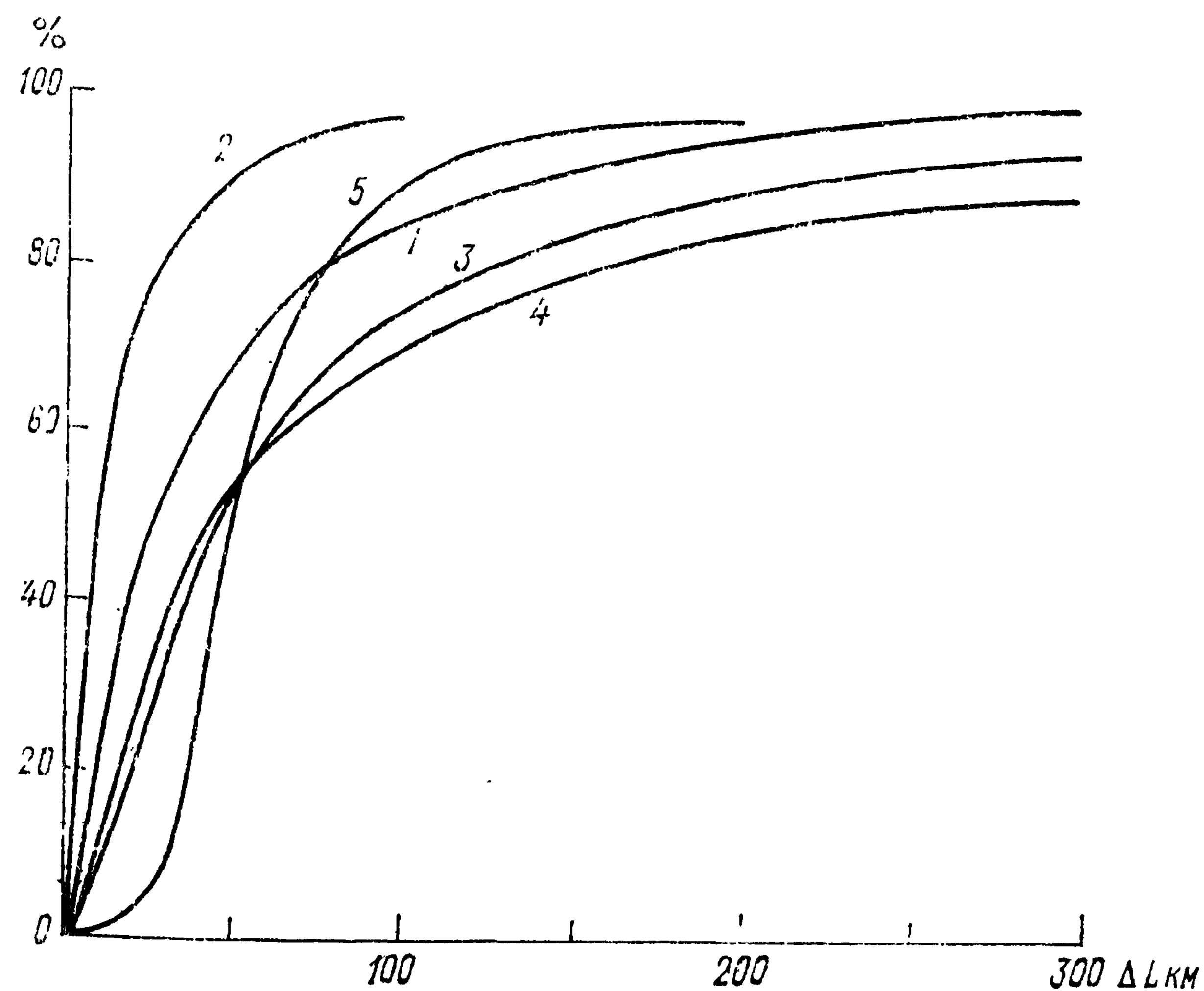


Рис. 10.2.4. Накопленные повторяемости (%) горизонтальных размеров (ΔL) турбулентных зон [1].

1 — США, верхняя тропосфера; 2 — США, нижняя стратосфера; 3 — СССР, верхняя тропосфера, умеренные широты; 4 — СССР, верхняя тропосфера, низкие широты; 5 — СССР, нижняя стратосфера, умеренные широты.

Поскольку вероятность ТЯН зависит от термической и динамической структуры крупномасштабных потоков, она не одинакова в различных макросиноптических ситуациях. На

* Самолеты большинства типов испытывают сильную болтанку при $|w'_{max}| \geqslant 15$ м/с, умеренную — при $|w'_{max}| = 10...$ ... 15 м/с и слабую — при $|w'_{max}| < 5—10$ м/с.

рис. 10.2.5 штриховыми линиями выделены участки внутри циклонов умеренных широт, где наиболее вероятна ТЯН с $w'_{max} \geqslant 1 \ldots 2$ м/с.

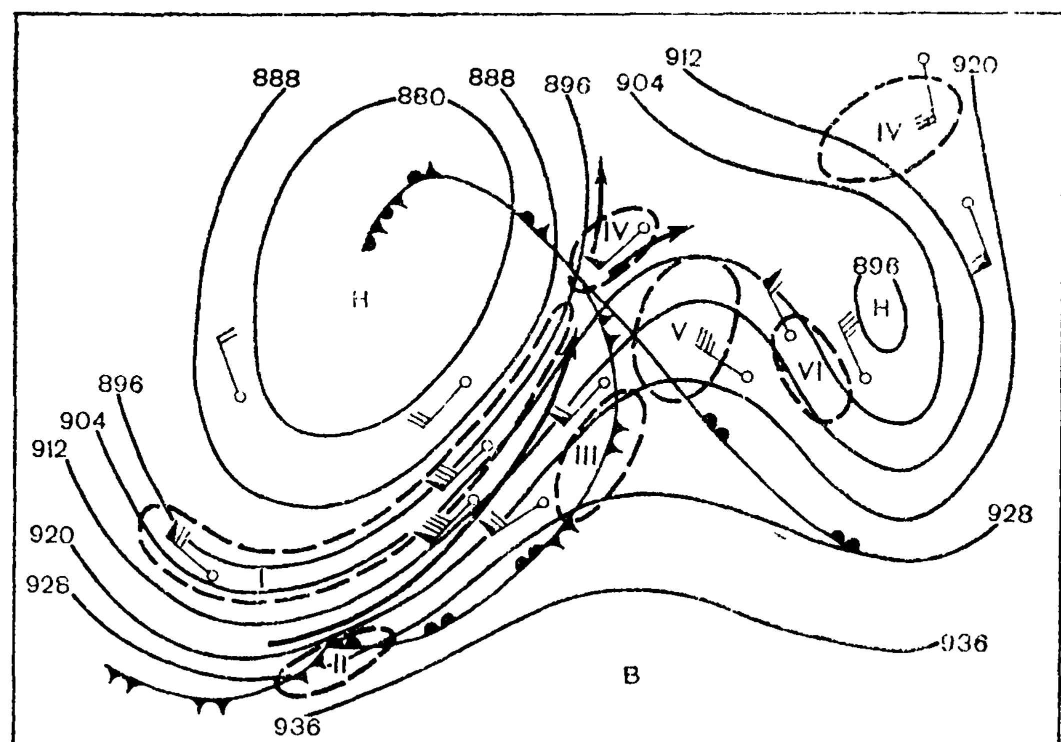


Рис. 10.2.5. Зоны ТЯН (*I—VI*) в циклонах умеренных широт по И. Г. Пчелко.

10.2.2. Временна́я эволюция ТЯН

Возможность возникновения и продолжительность «жизни» зон ТЯН определяется фоновыми физико-метеорологическими условиями, и до тех пор пока последние не меняются, мало меняются и характеристики ТЯН.

Днем наибольшую роль играет термический * фактор. В этот период, особенно летом ,часто развивается (причем

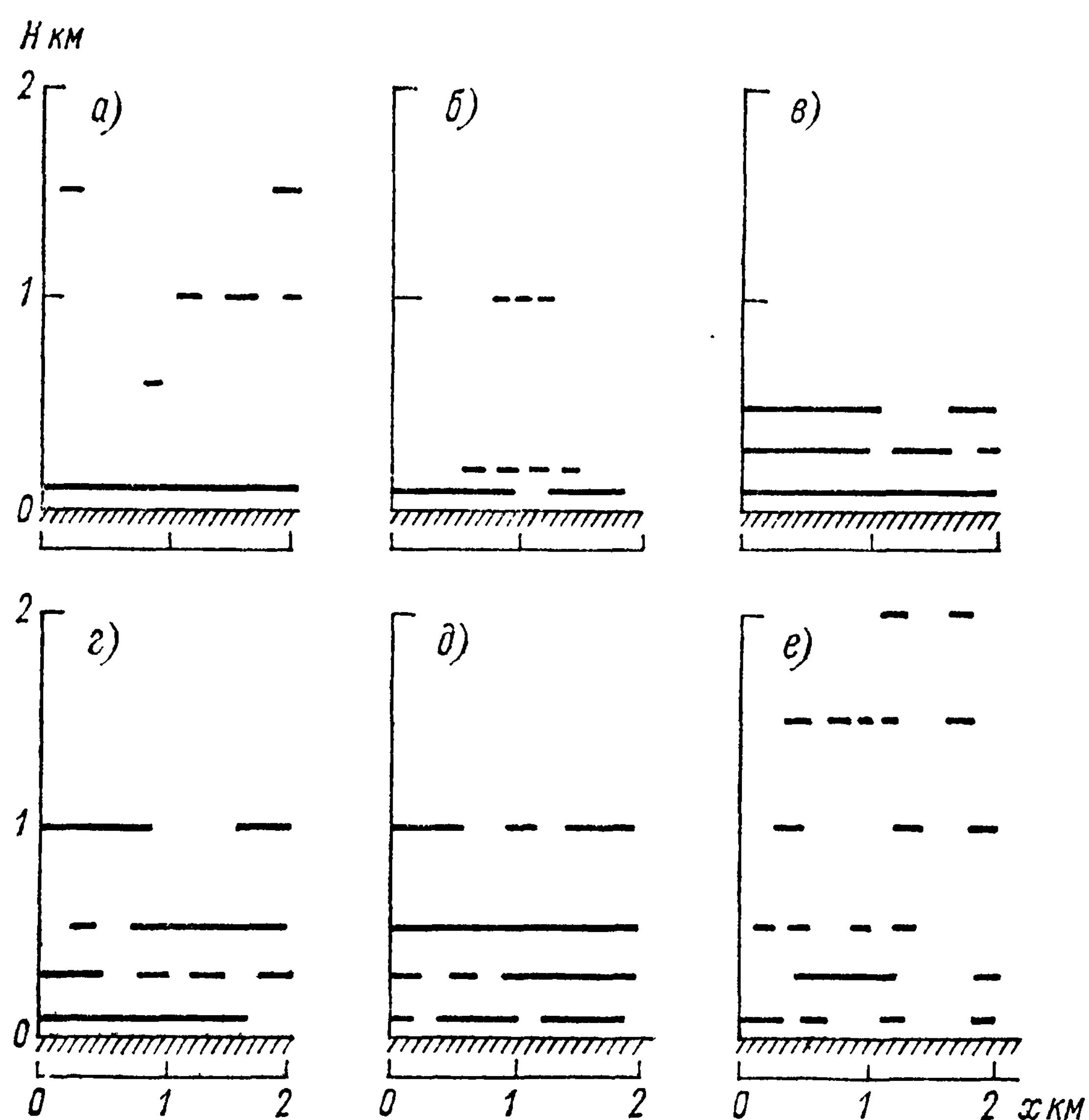


Рис. 10.2.6. Развитие зон ТЯН (обозначены черточками) над равнинной местностью 29 апреля 1946 г. по [1].

а) 6 ч 40 мин, *б)* 8 ч 30 мин, *в)* 10 ч 29 мин, *г)* 12 ч 38 мин, *д)* 14 ч 33 мин, *е)* 16 ч 25 мин.

очень бурно) термическая турбулентность [1, 9]. Утром она возникает в форме сравнительно мелких «очагов», которые образуются не обязательно у самой поверхности Земли, а зачастую и в приподнятых неустойчиво стратифицированных слоях. Постепенно турбулентное перемешивание охватывает все более толстые и протяженные слои воздуха, а около полудня весь поток может стать турбулентным (рис. 10.2.6).

Очаговый характер усиления ТЯН присущ также средней и верхней тропосфере, несмотря на то, что в этих слоях развитие турбулентности в основном вызывается не термическими, а динамическими факторами [1].

* Над морем конвективная турбулентность развивается ночью, так как именно в это время море теплее суши и над ним формируются слои с $\gamma > \gamma_a$.

Суточный ход интенсивности динамической турбулентности более всего зависит от суточного хода характеристик мезонеоднородностей поля скорости ветра в крупномасштабном потоке. На высотах 8—10 км интенсивность ТЯН иногда практически не меняется более суток. Повторяемость сохранения турбулентного режима на протяжении 1,5—6 ч в средней и верхней тропосфере составляет 60—75 %, а около тропопаузы — еще больше. В нижней стратосфере (для $H < 20$ км) ТЯН сохраняется в течение 1,5—6 ч в 50 % случаев. В целом характерный временной масштаб сохранения турбулентного режима для верхней тропосферы с обеспеченностью 75 % составляет примерно 5 ч [1, 4].

10.2.3. Интенсивность ТЯН в тропосфере и нижней стратосфере

Наиболее подробные сведения об амплитуде вертикальных и горизонтальных пульсаций скорости ветра на различных высотах накоплены с помощью осциллографических записей значений u'_i при специальных летных исследованиях над США. В меньшем объеме аналогичные данные накоплены в СССР [1, 4] и некоторых других странах. При определении повторяемостей значений горизонтальных и вертикальных пульсаций в перечисленных работах использовались данные о зависимости u'_i от времени полета, а значит, и длины измерительного участка.

За индивидуальные значения амплитуд пульсаций * (порывов) в большинстве случаев принимались локальные экстремумы («пики») на осциллограмме. Очевидно, что такая методика завышает относительную повторяемость больших скоростей пульсаций по сравнению с оценками, основанными на данных о u'_i, снятых с осциллограмм через эквидистантные участки. В частности, значения $\sigma_{u'_i}$ занижаются на несколько десятков процентов или даже более.

При расчетах значений $\sigma_{u'_i}$ используется соотношение

$$\sigma_{u'_i} = \sqrt{\frac{\sum_i u_i'^2}{N}}, \qquad (10.2.1а)$$

где N — число пульсаций, или

$$\sigma_{u'_i} = \left(\int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{u'_i}(\omega)\, d\omega \right)^{1/2}. \qquad (10.2.1б)$$

10.2.3.1. Вертикальные и горизонтальные скорости пульсаций

По результатам исследований по Проекту LoLoCAT ** на рис. 10.2.7, для $H = 0 \ldots 0{,}3$ км показаны накопленные повторяемости F_l (км) числа вертикальных порывов с некоторой скоростью $w_{эф}$ на единицу расстояния, по горизонтали, а на рис. 10.2.8 — повторяемости их средних квадратических скоростей. Отметим, что скорости вертикальных и горизонтальных порывов редко отличаются друг от друга более чем на 20—30 %. В обоих случаях значения F_l быстро убывают с ростом $|u'_i|$.

На рис. 10.2.7—10.2.9 за меру w' приняты «эффективные» скорости $w_{эф} \simeq a\Delta n$, где $\Delta n \equiv n - 1 = A/G - 1$ (A — подъемная сила; G — вес самолета; Δn — приращение перегрузки самолета в вертикальном порыве; a — коэффициент, зависящий от аэродинамических характеристик самолета, скорости и высоты полета [1]). Поскольку самолет испытывает перегрузки лишь в турбулентных пульсациях линейные размеры которых составляют от нескольких десятков метров до 1,5—3 км, с помощью $w_{эф}$ можно оценить только скорости таких порывов. В большинстве случаев значения $w_{эф}$ отличаются от w' не более чем на 20—30 % [1].

* Поскольку в свободной атмосфере значения u' и v' близки друг к другу, ниже мы будем в основном говорить о «горизонтальных» и «вертикальных» пульсациях, обозначая первые общим символом u'.

** Аббревиатурой LoLoCAT обозначен Проект США по исследованию ТЯН на очень малых ($H \leqslant 300$ м) высотах.

Как видно из рис. 10.2.9, скорости порывов в среднем растут по мере подъема от ПП до $H = 100...\ 300$ м, а выше постепенно убывают. Уровень, на котором значение $\sigma_{w'}$ максимально, зависит от типа ПП, скорости ветра у поверхности Земли, степени устойчивости стратификации и других факторов.

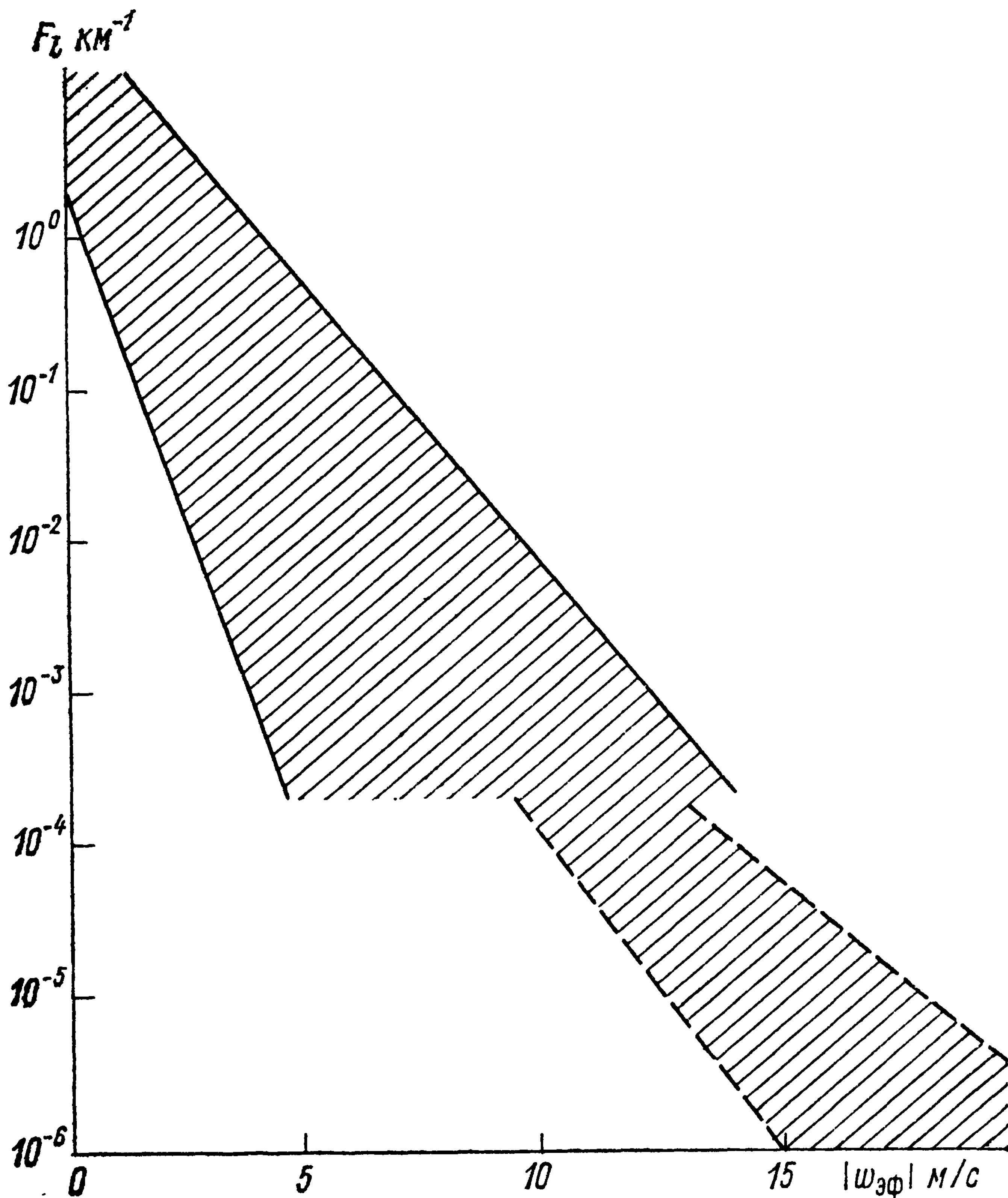


Рис. 10.2.7. Диапазоны повторяемости (F_l) числа вертикальных порывов с некоторой скоростью $|w_{эф}|$ на единицу расстояния по горизонтали по данным для разных регионов.

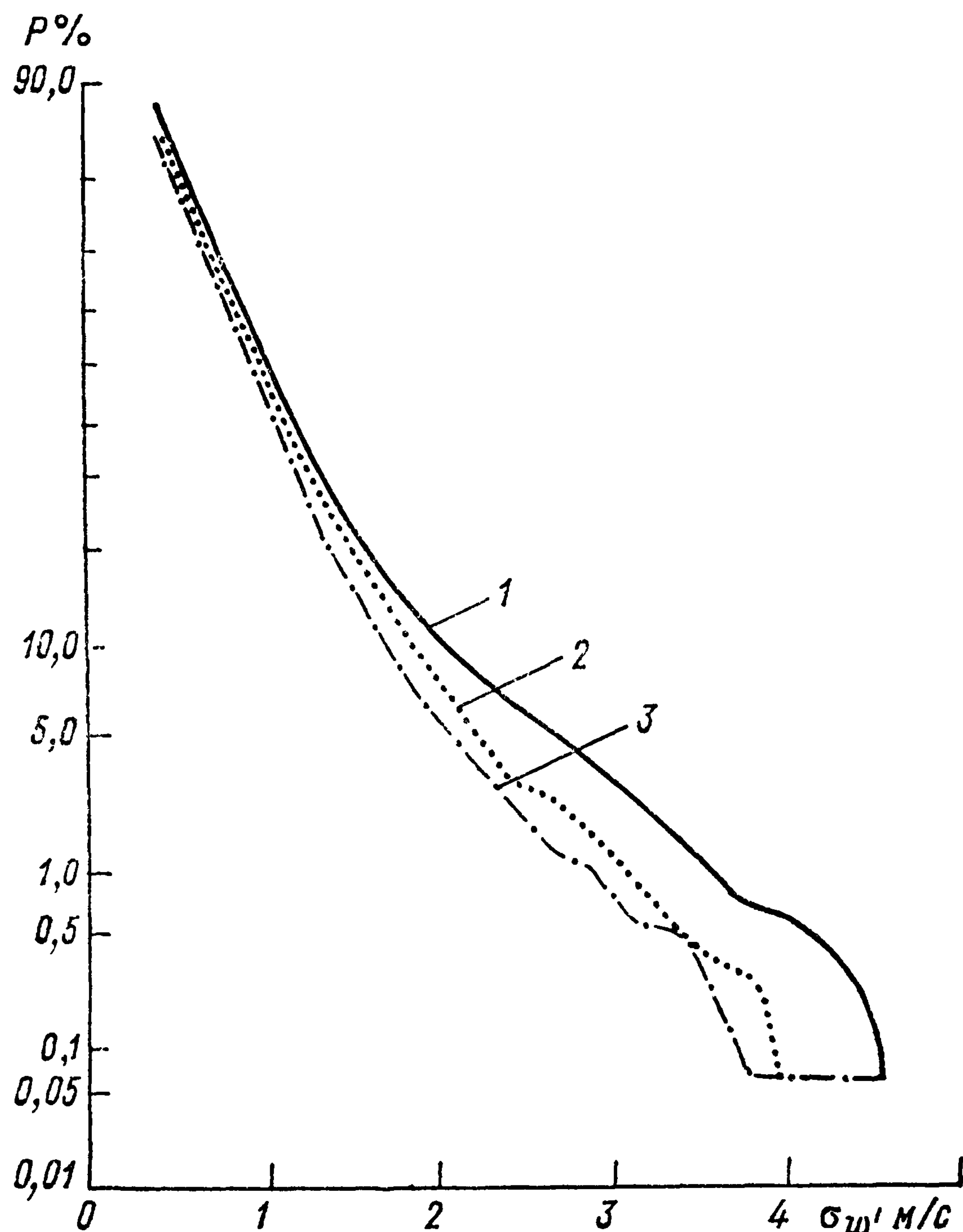


Рис. 10.2.8. Накопленные повторяемости P (%) средних квадратических значений скорости вертикальных порывов по данным для различных регионов по материалам LoLoCAT.

1 — v', *2* — u', *3* — w'.

В табл. 10.2.1 приведены данные об изменениях значений $\bar{\sigma}_{u'}$ и $\sigma_{u',\max}$ с высотой в тропосфере и нижней стратосфере для горизонтальных масштабов пульсаций от нескольких десятков метров до 1—2 км. Измерения велись в основном над горами.

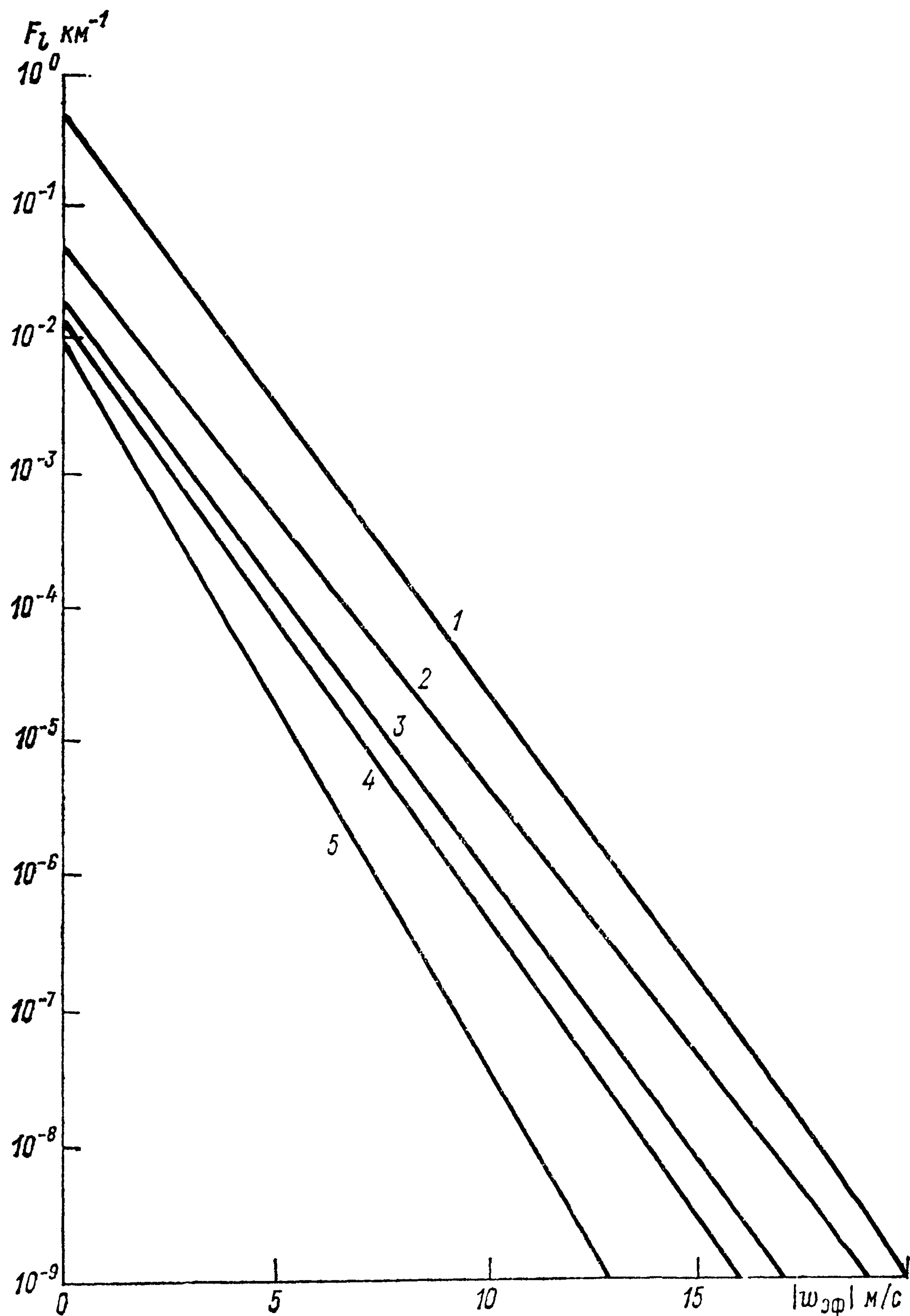


Рис. 10.2.9. Накопленные повторяемости F_l (км$^{-1}$) различных значений эффективной скорости вертикальных порывов $[w_{эф}]$ на различных высотах.

1) 0—3 км, *2*) 3—5 км, *3*) 5—7 км, *4*) 7—9 км, *5*) 9—12 км.

При прочих равных условиях амплитуды пульсаций возрастают с увеличением неоднородности ПП и уменьшением устойчивости стратификации. Это видно на рис. 10.2.10 и табл. 10.2.2, построенной по материалам измерений над США по Проекту LoLoCAT на высоте не более 300 м над ПП. В табл. 10.2.2 за максимальные скорости пульсации принимались наибольшие положительные и отрицательные значения u'_i на участке длиной около 35 км. Из этой таблицы видно, что различия между статистическими характеристи-

Таблица 10.2.1

Зависимость средней квадратической скорости горизонтальных пульсаций скорости ветра ($\sigma_{u'}$) от высоты (H) [1]

	H км						
	<1	1—3	3—7	7—10	10—12	12—15	15—18
$\bar{\sigma}_{u'}$ м/с	1,33	0,89	0,46	0,51	0,59	0,76	0,86
$\sigma_{u',\max}$ м/с	2,20	2,70	2,00	1,24	1,00	1,40	1,69
Число случаев	13	20	38	54	27	28	26

Таблица 10.2.2

Статистические характеристики максимальных пульсаций компонент скорости ветра

Термическая стратификация	Подстилающая поверхность	$\lvert u'_{max}\rvert$ м/с			$\lvert v'_{max}\rvert$ м/с			$\lvert w'_{max}\rvert$ м/с		
		Медиана	99,0 %	99,9 %	Медиана	99,0 %	99,9 %	Медиана	99,0 %	99,9 %
Очень устойчивая	Пустыня	1,5	5,9	9,2	1,8	4,8	6,7	1,7	4,8	6,7
	Равнина	1,8	6,4	9,8	2,1	6,2	8,9	2,1	5,7	7,9
	Низкие горы	2,6	7,9	11,4	2,9	8,6	12,2	2,6	7,1	9,7
	Высокие горы	3,0	8,7	12,4	3,3	9,7	13,9	3,2	8,8	12,3
Устойчивая	Пустыня	2,5	7,3	10,3	2,9	7,9	10,4	3,0	7,5	10,1
	Равнина	2,9	7,6	10,4	3,5	8,0	10,4	3,3	7,6	10,0
	Низкие горы	3,8	9,1	13,0	4,3	10,0	13,4	4,1	9,3	12,4
	Высокие горы	4,1	11,4	16,0	4,6	11,4	15,3	4,4	10,6	14,1
Безразличная	Пустыня	3,0	6,7	8,6	3,7	7,6	9,6	3,4	6,9	8,7
	Равнина	3,6	7,7	9,8	4,1	9,1	11,7	3,7	7,3	9,1
	Низкие горы	4,4	9,9	12,9	5,2	11,9	15,7	4,7	10,1	13,0
	Высокие горы	4,3	10,6	14,3	5,2	11,3	14,5	5,1	12,6	16,9
Неустойчивая	Пустыня	4,2	7,7	9,4	4,6	9,3	11,7	4,6	7,5	8,8
	Равнина	3,5	7,5	9,6	3,8	8,4	10,9	3,6	8,3	10,7
	Низкие горы	4,9	9,2	11,3	5,5	9,8	11,9	5,2	11,2	14,3
	Высокие горы	4,9	10,9	14,2	5,7	12,2	15,7	5,5	10,0	12,1

Примечания: 1. К низким горам отнесены возвышенности высотой $H=900\ldots2100$ м, а к высоким — высотой более 2100 м. 2. Данные приведены в системе координат, связанной с самолетом; ось x направлена вдоль оси самолета.

ками значений $\lvert u'_{max}\rvert$, $\lvert v'_{max}\rvert$, $\lvert w'_{max}\rvert$* существенно меньше различий, обусловленных типом ПП и стратификацией. Зависимость скорости пульсаций от типа ПП сохраняется и в нижней стратосфере (табл. 10.2.3).

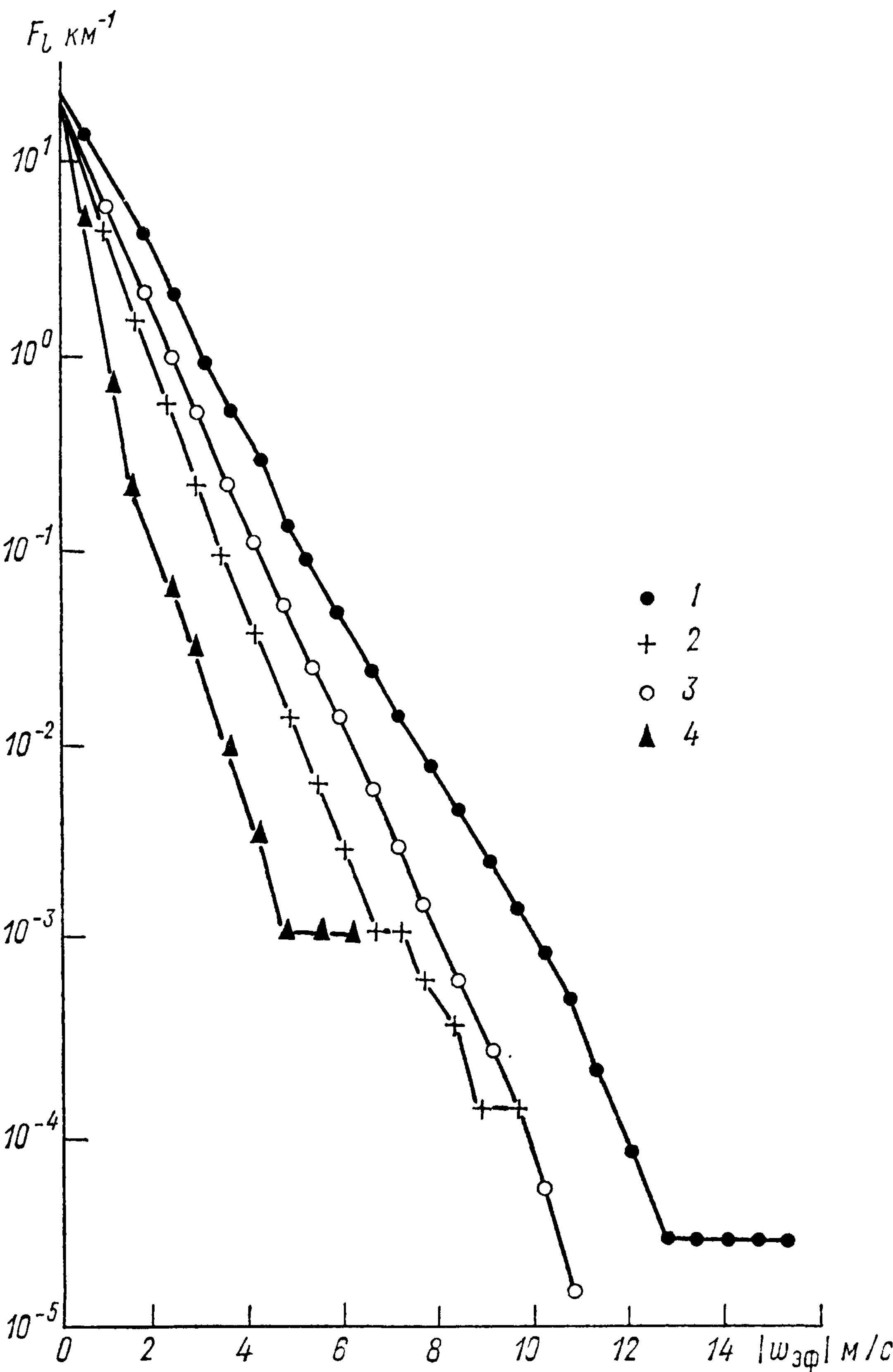


Рис. 10.2.10. Зависимость повторяемости F_l (км$^{-1}$) различных значений эффективной скорости вертикальных порывов ($w_{эф}$) от типа подстилающей поверхности.

1 — холмистая поверхность, 2 — пустыня, 3 — равнина, 4 — водная поверхность.

* В табл. 10.2.2 и 10.2.3 компоненты u', v', w' взяты относительно декартовой системы координат, связанной с самолетом.

В свободной атмосфере наибольшая повторяемость ТЯН и максимальные пульсации скорости ветра наблюдаются

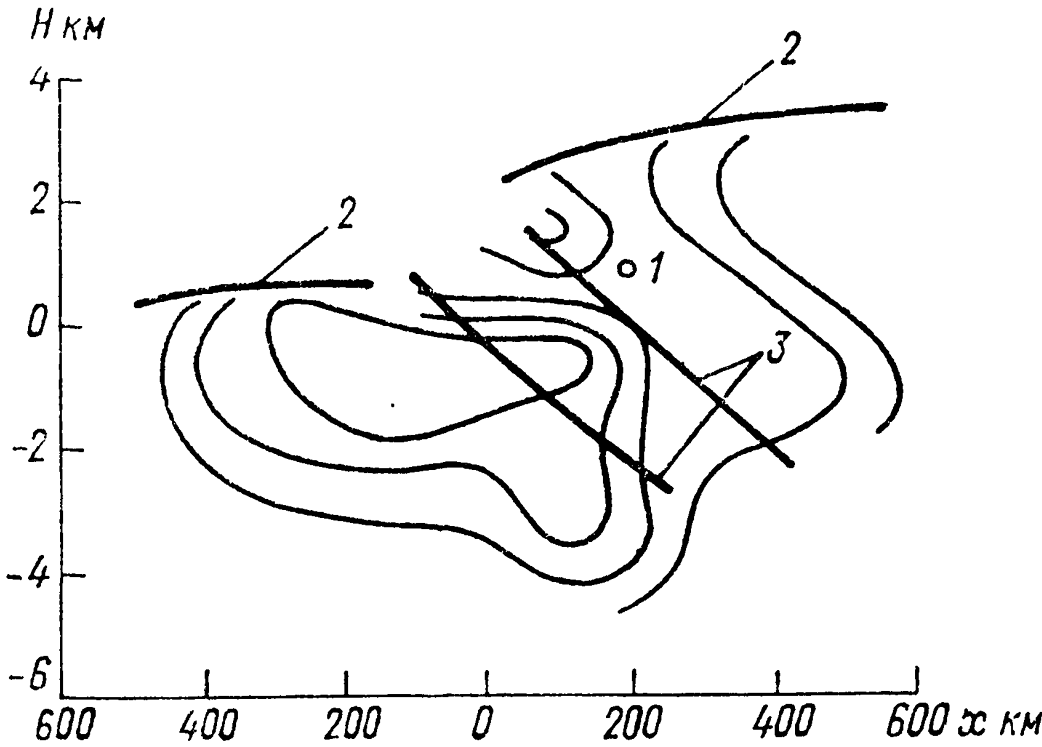


Рис. 10.2.11. Изолинии повторяемости (%) ТЯН в струйных течениях (СТ) [1].

1 — ось СТ, 2 — тропопауза, 3 — высотная фронтальная зона.

в струйных течениях (СТ) в верхней тропосфере. Распределение ТЯН в разных частях СТ показано на рис. 10.2.11.

Таблица 10.2.3

Зависимость значений $\sigma_{u'_i}$ см/с на высоте 14—21 км от характера ПП

Тип ПП	$\sigma_{w'}$	$\sigma_{u'}$	$\sigma_{v'}$
Водная поверхность	27,4	35,4	38,1
Равнина ($H<900$ м)	26,8	34,8	37,5
Низкие горы ($H=900\ldots2100$ м)	31,7	39,6	42,4
Высокие горы ($H>2100$ м)	36,3	44,2	46,9

Примечание. Значения $\sigma_{u'_i}$ рассчитаны для диапазона $\lambda\leqslant610$ м.

Относительная порывистость ветра (коэффициент вариации) $\psi = \sigma_{u'}/\bar{u}_0$ вблизи поверхности Земли уменьшается с ростом $\bar{u}_0$. Зависимость значений ψ от высоты показана на рис. 10.2.12. Приближенно

$$\psi(H) = c/\sqrt{H}, \quad (10.2.2)$$

где H — высота (км), а c — постоянная, равная для ровной ПП 5—15 км.

На больших высотах четкой зависимости ψ от $\bar{u}_0$ не прослеживается.

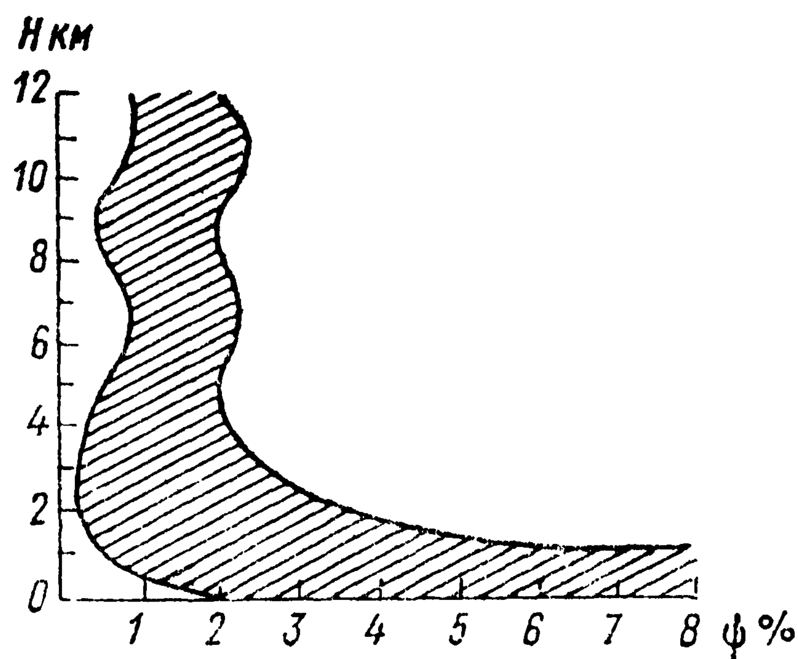


Рис. 10.2.12. Зависимость порывистости потока ψ (%) от высоты.

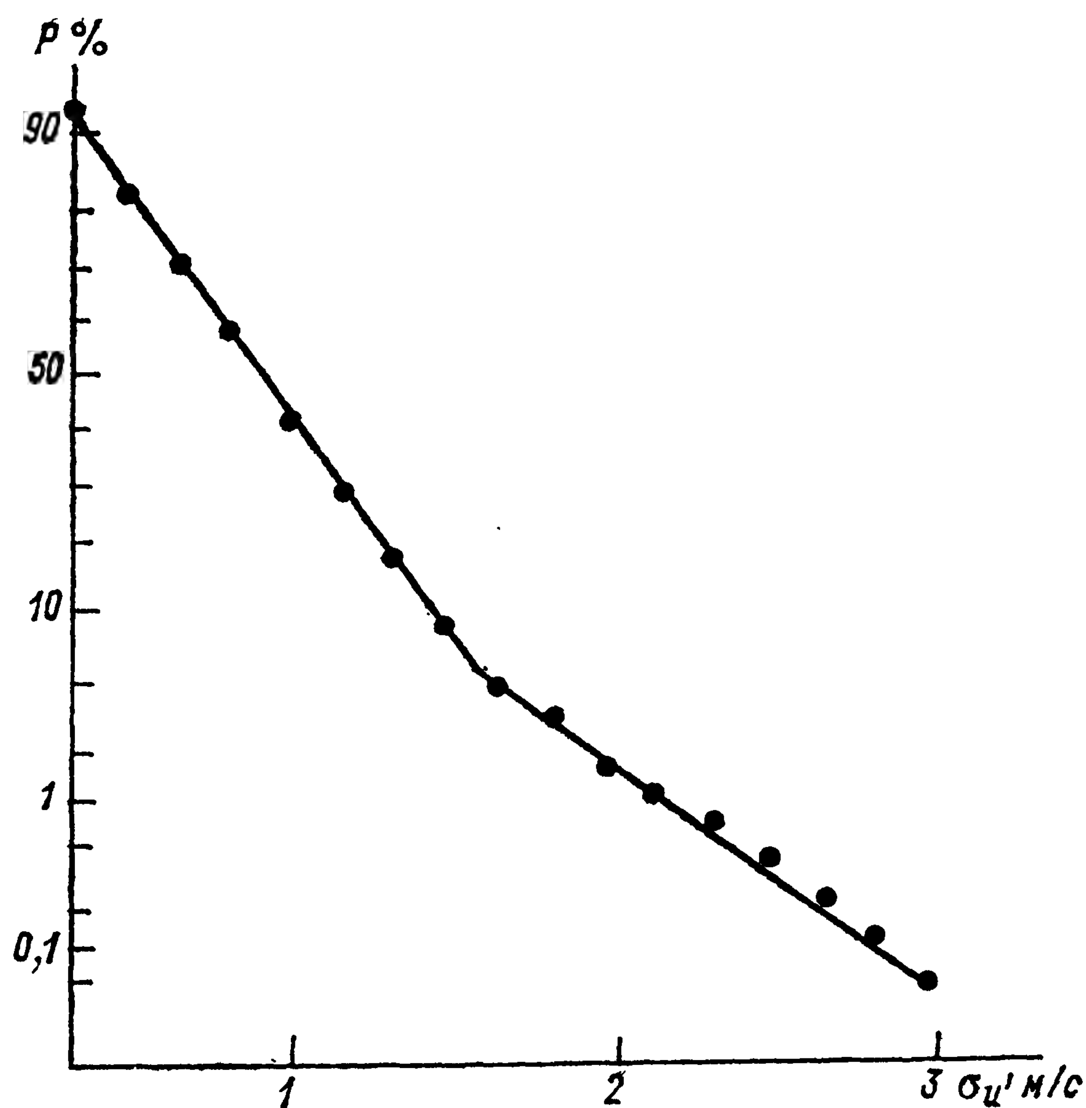


Рис. 10.2.13. Накопленные повторяемости P (%) средних квадратических значений скорости горизонтальных турбулентных порывов $\sigma_{u'}$ (м/с).

Важной характеристикой ТЯН является соотношение между горизонтальными и вертикальными скоростями пульсаций, т. е. степень их изотропности. Вблизи ПП турбулентность неизотропна, причем горизонтальные пульсации чаще всего больше вертикальных. На больших высотах поле скоростей пульсаций приближается к изотропному, если только термическая стратификация не сильно отличается от безразличной. При очень устойчивой стратификации $\sigma_{w'} < \sigma_{u'}$, $\sigma_{v'}$, а при неустойчивой — картина обратная [1].

В большинстве случаев распределение скоростей пульсаций, особенно вблизи их модального значения, близко к нормальному (рис. 10.2.13, 10.2.14), но в тех случаях, когда $u'_i/\sigma_{u'_i} > 2 \ldots 3$, более точным является логарифмически нормальное распределение* или сумма двух нормальных распределений с различными дисперсиями. Использование в расчетах закона нормального распределения приводит к некоторому занижению повторяемости больших значений скорости порывов.

С учетом этого замечания в большинстве случаев законно представление ТЯН как совокупности локальных турбулентных участков, внутри каждого из которых короткопериодические пульсации скорости являются квазистационарными и подчиняются закону нормального распределения (предположение о так называемой локальной нормальности).

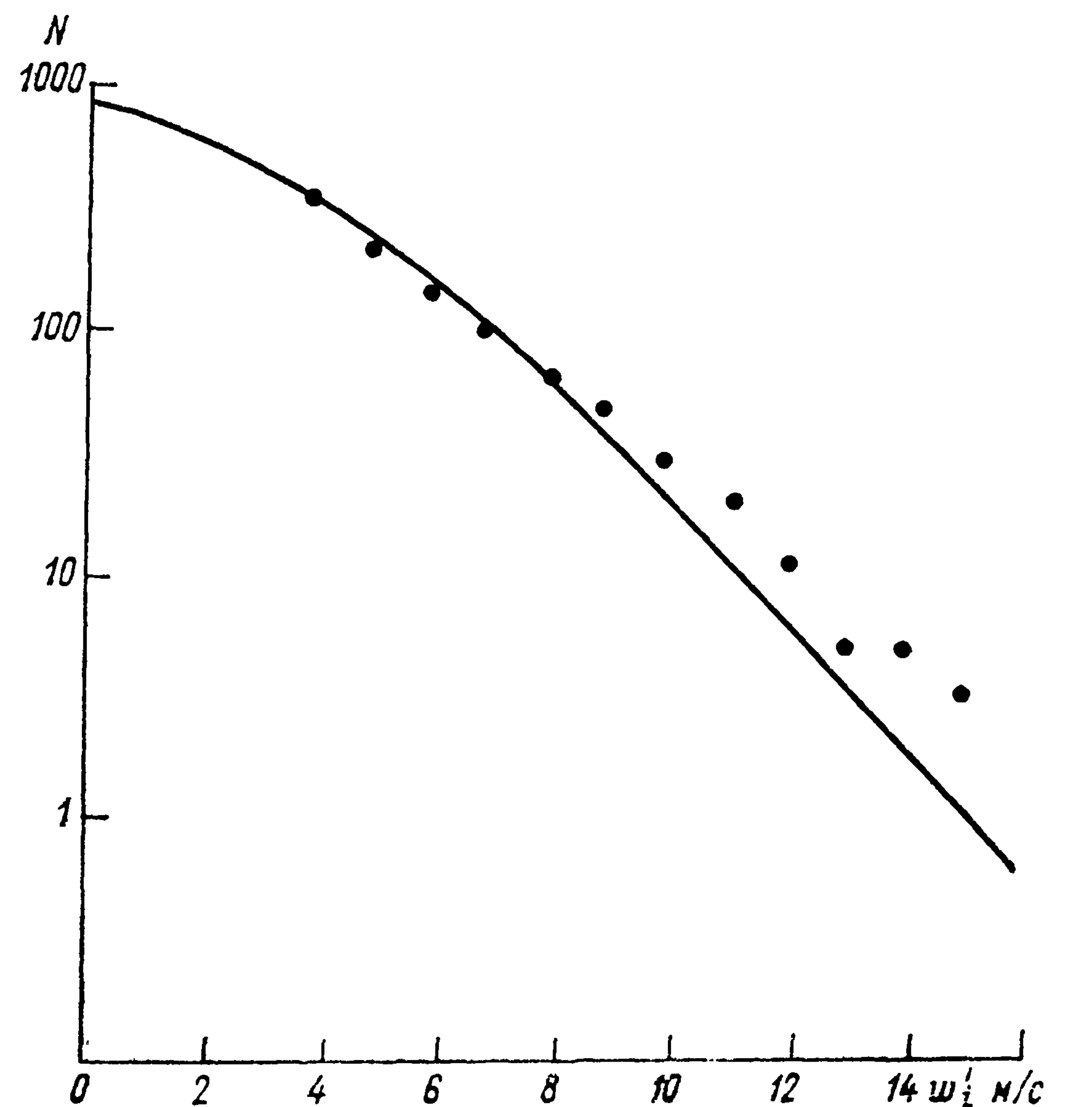


Рис. 10.2.14. Число случаев (N) с различными значениями скорости вертикальных турбулентных порывов (w'_i) в 36 зонах с интенсивной болтанкой самолетов над США.

Приведена кривая распределения, соответствующая гипотезе о локальной нормальности.

10.2.4. Спектральные характеристики ТЯН

Выше уже указывалось, что весьма информативной формой обработки данных о турбулентности является их корреляционный и спектральный анализ. Максимальная длина волны, вплоть до которой значения $R_{u'_i}(k)$, $S_{u'_i}(k)$ и др. статистически надежны, равна 0,1—0,2 L, где L — длина реализации [1]. Осреднение индивидуальных значений $R_{u'_i}(k)$, $S_{u'_i}(k)$, $E_{u'_i}(k)$ по ансамблю данных повышает точность оценок пропорционально $N^{1/2}$ (N — число случаев).

Репрезентативность спектральных оценок тем больше, чем больше степень стационарности и однородности рассматриваемой зоны ТЯН. Чаще всего, если абстрагироваться от сравнительно кратковременных периодов зарождения и угасания турбулентности*, индивидуальные зоны ТЯН могут без значительных изменений существовать до нескольких часов, что позволяет считать их квазистационарными (см. п. 10.2.2). Кроме того, пространственная изменчивость их характеристик в этот период в общем невелика. Пример, подтверждающий такой вывод, приведен на рис. 10.2.15. На этом рисунке показано семейство кривых спектральной плотности горизонтальных и вертикальных пульсаций скорости ветра в подоблачном слое (выше наблюдалось 4—6 баллов Cu), рассчитанным для последовательных пересечений одного и того же турбулентного участка над Украиной.

Хотя индивидуальные серии измерений выполнялись на участках, удаленных друг от друга на расстояние до 40 км, через промежутки времени до 24 мин значения $S_{u'}(k)$ и $S_{w'}(k)$ для индивидуальных участков оказались очень близкими, а значит, эта зона ТЯН действительно была квазистационарной и пространственно однородной.

* Логарифмически нормальной функцией распределения описывается также распределение максимумов скоростей порывов.

* В эти периоды значения $S_{u'_i}(k)$ могут за несколько десятков минут измениться более чем на порядок.

В табл. 10.2.4 приведены значения $\bar{\sigma}_{u'_i}$, осредненные по ансамблю реализаций — по полным реализациям (в диапазоне $\lambda = 100 \dots 2000$ м) и для $\lambda = 300$, 1000 и 2000 м.

Из таблицы видно, что основной вклад в $\sigma_{u'_i}$, а значит, и в энергию ТЯН, вносится крупномасштабными пульсациями. Подчеркнем, что вихри, размеры которых превышают несколько сотен метров, «живут» гораздо дольше, чем более мелкие элементы турбулентности. Кроме того, в них

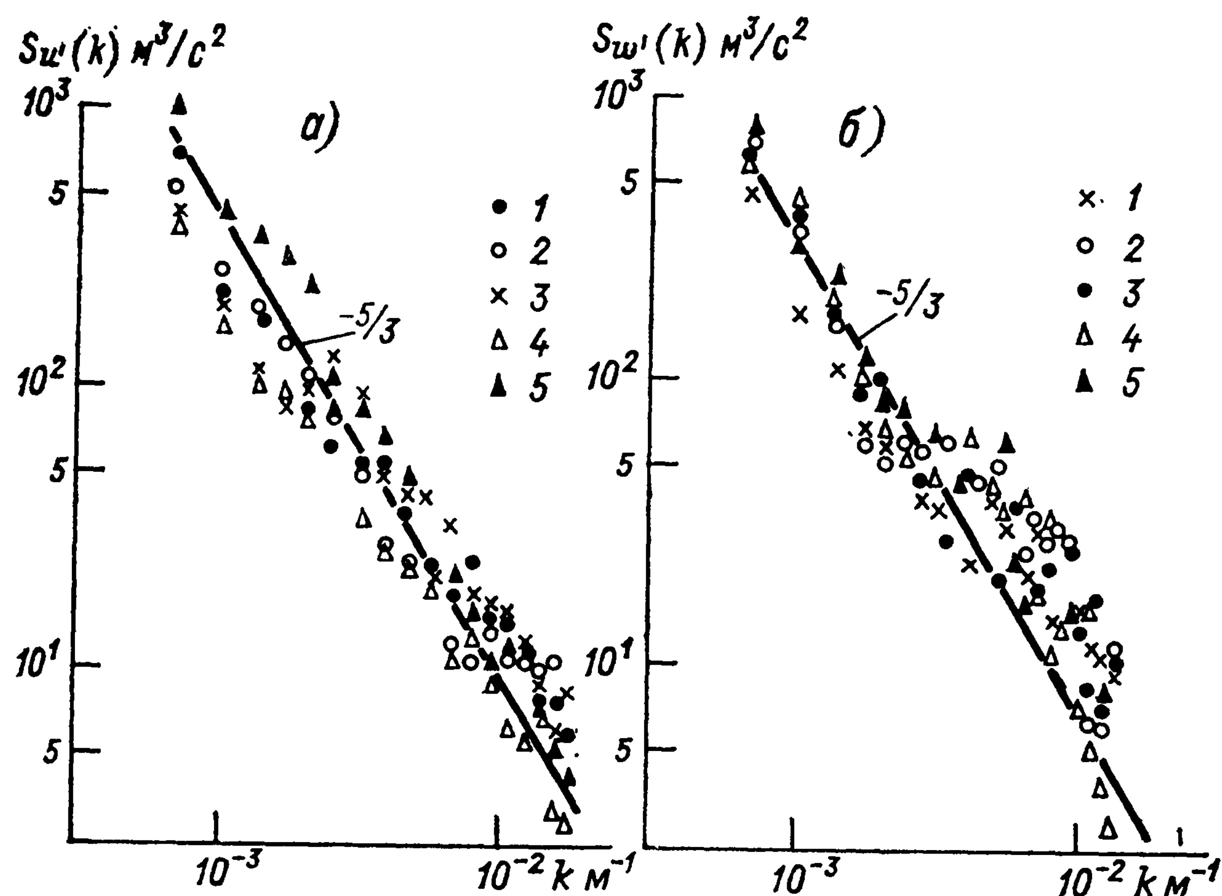


Рис. 10.2.15. Спектральная плотность пульсаций скорости ветра в конвективном слое под Cu над г. Кривой Рог.

а) горизонтальная компонента (u'), 27 июля 1968 г., $H=160 \dots 190$ м: *1)* 12 ч 57 мин—13 ч 00 мин, *2)* 12 ч 51 мин—12 ч 55 мин, *3)* 12 ч 46 мин—12 ч 49 мин, *4)* 12 ч 39 мин—12 ч 44 мин, *5)* 12 ч 35 мин—12 ч 37 мин;

б) вертикальная компонента (w'), 21 августа 1962 г., $H=800$ м: *1)* 11 ч 49 мин—11 ч 57 мин, *2)* 12 ч 02 мин—12 ч 06 мин, *3)* 12 ч 07 мин—12 ч 12 мин, *4)* 12 ч 14 мин—12 ч 20 мин, *5)* 12 ч 21 мин—12 ч 26 мин.

велика взаимная скоррелированность как различных составляющих скорости пульсаций ветра (u', v', w'), так и этих составляющих с пульсациями температуры T' и других метеоэлементов. Благодаря этому турбулентные потоки тепла $\left(\rho c_p \overline{u'_i T'}\right)$ и импульса $(\rho \overline{u'v'}$ и т. д.) увеличиваются с ростом λ. Это связано с тем, что статистический режим мелкомасштабной фракции пульсаций близок к изотропному, а значит для нее $\overline{u'v'} \approx \overline{u'w'} \approx \overline{v'w'} \approx \overline{u'T'} = 0$. Крупные вихри обычно анизотропны [5, 6].

Таблица 10.2.4

Значения $\bar{\sigma}_{u'_i}$ (м/с) при ТЯН термического происхождения [1]

$\bar{\sigma}$	λ м			
	100—2000	300	1000	2000
$\bar{\sigma}_{u'}$	1,25	0,36	0,56	0,73
$\bar{\sigma}_{v'}$	1,13			
$\bar{\sigma}_{w'}$	1,13	0,39		0,82

10.2.4.1. Зависимость спектров ТЯН от атмосферной стратификации

Как видно на рис. 10.2.16, в среднем по ансамблю в диапазоне $\lambda = 100 \dots 2000$ м

$$\bar{S}_{u'_i}(k) \sim k^{-5/3}, \qquad (10.2.3)$$

что согласуется с так называемым законом —5/3 Колмогорова—Обухова (см. [1]).

Если термическая стратификация мало отличается от равновесной (безразличной), «закон —5/3» хорошо выполняется и для индивидуальных спектров. Если же она неустойчива или, наоборот, сильно устойчива, то реальные спектры могут отличаться от спектров, описываемых этим законом.

Спектр наиболее мелкомасштабных пульсаций, относящихся к вязкому интервалу, подчиняется закону Гейзенберга [5, 6]:

$$\bar{S}_{u'_i}(k) \sim k^{-7}. \qquad (10.2.4)$$

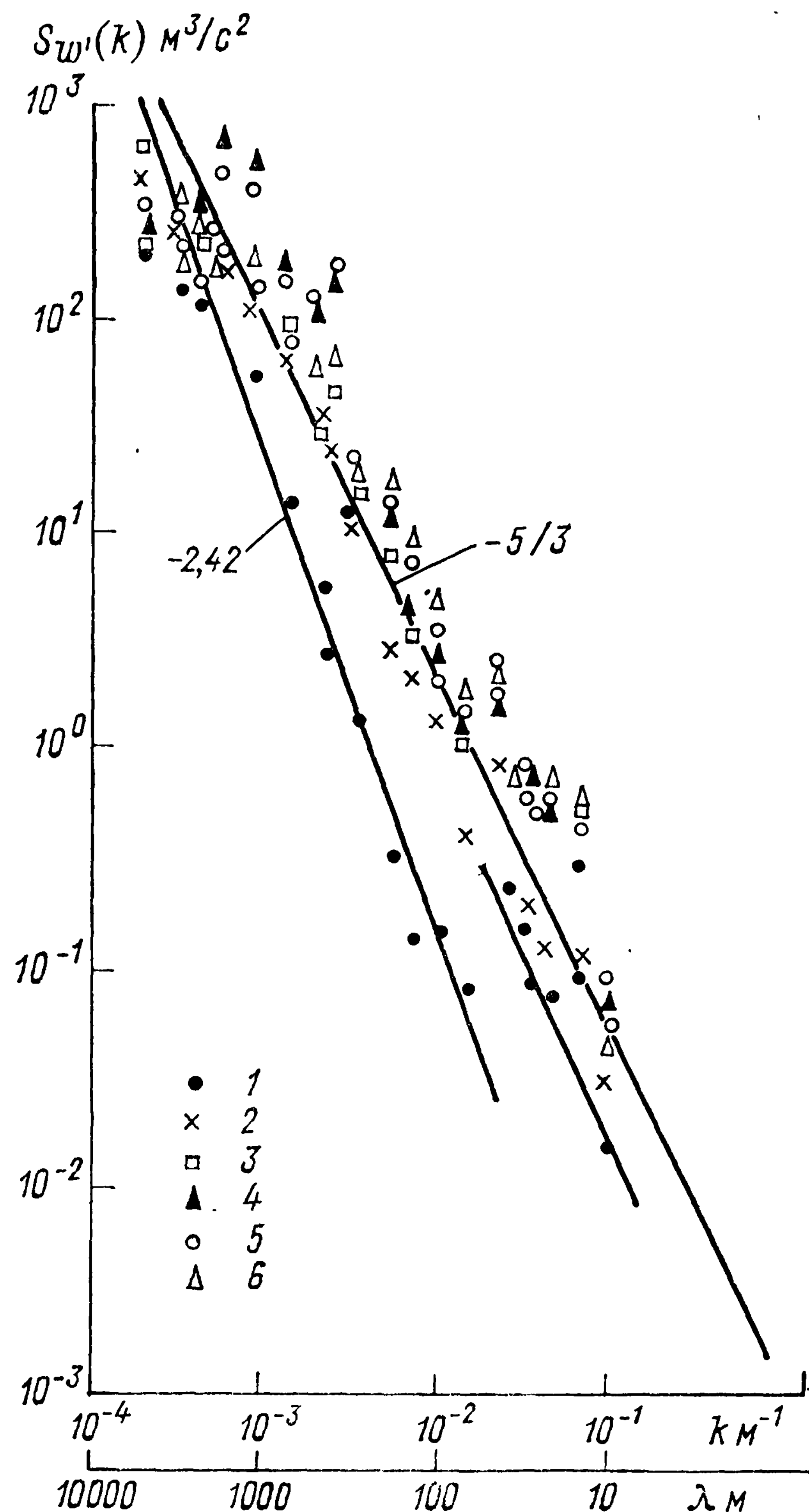


Рис. 10.2.16. Кривые средней спектральной плотности вертикальных пульсаций на различных высотах [1].

1 — 2 км; *2* — 1 км; *3* — 0,5 км; *4* — 0,2 км; *5* — 0,1 км; *6* — 0,05 км.

Из формулы (10.2.4) видно, что чрезвычайно быстрое уменьшение значений спектральной плотности $S_{u'_i}(k)$ по мере увеличения k (т. е уменьшения λ) физически обусловлено уменьшением при этом скорости пульсаций из-за гасящего влияния вязкости.

При устойчивой стратификации (рис. 10.2.17) $S_{u'_i}(k)$ в логарифмических координатах иногда можно аппроксимировать двумя прямолинейными отрезками. В приведенном примере левому (низкочастотному) отрезку соответствует $|n| \approx 2{,}7$, а правому — $|n| \approx 1{,}67 \approx 5/3$. Низкочастотный участок спектральной кривой наклонен круче высокочастотного, поскольку при больших λ каскадная передача энергии осуществляется с потерями из-за ее затрат на преодоление отрицательной силы плавучести (закон Ламли—Шура [1]). Чем больше устойчивость, тем этот эффект заметнее, т. е. тем больше значение $|n|$. Если параметр устойчивости $\beta = \frac{1}{T}(\gamma_a - \gamma)$ изменяется с высотой, то могут изменяться с высотой и значения n. По данным ЦАО, над центром европейской части СССР при $H=400 \dots 700$ м $|\bar{n}|=2{,}4$, при $H=1700$—2500 м $|\bar{n}|=2{,}4$, а при $H=3500 \dots 4500$ м $|\bar{n}|=3{,}1$. Рост $|\bar{n}|$ с H отражает тот факт, что в слое, в котором велись измерения, устойчивость в среднем возрастала с высотой.

В неустойчиво стратифицированных атмосферных слоях наклон кривой спектральной плотности в диапазоне $\lambda = 100 \ldots 400$ м часто уменьшается, а иногда здесь меняется и знак n. На спектрах кинетической энергии пульсаций в этом диапазоне λ локализуется частный или даже основной максимум $E_{u'_i}$ (рис. 10.2.18). Такой же максимум наблюдается и в спектрах вертикального турбулентного потока тепла и пульсаций температуры. Это означает, что в данном диапазоне λ находится источник кинетической энергии пульсаций.

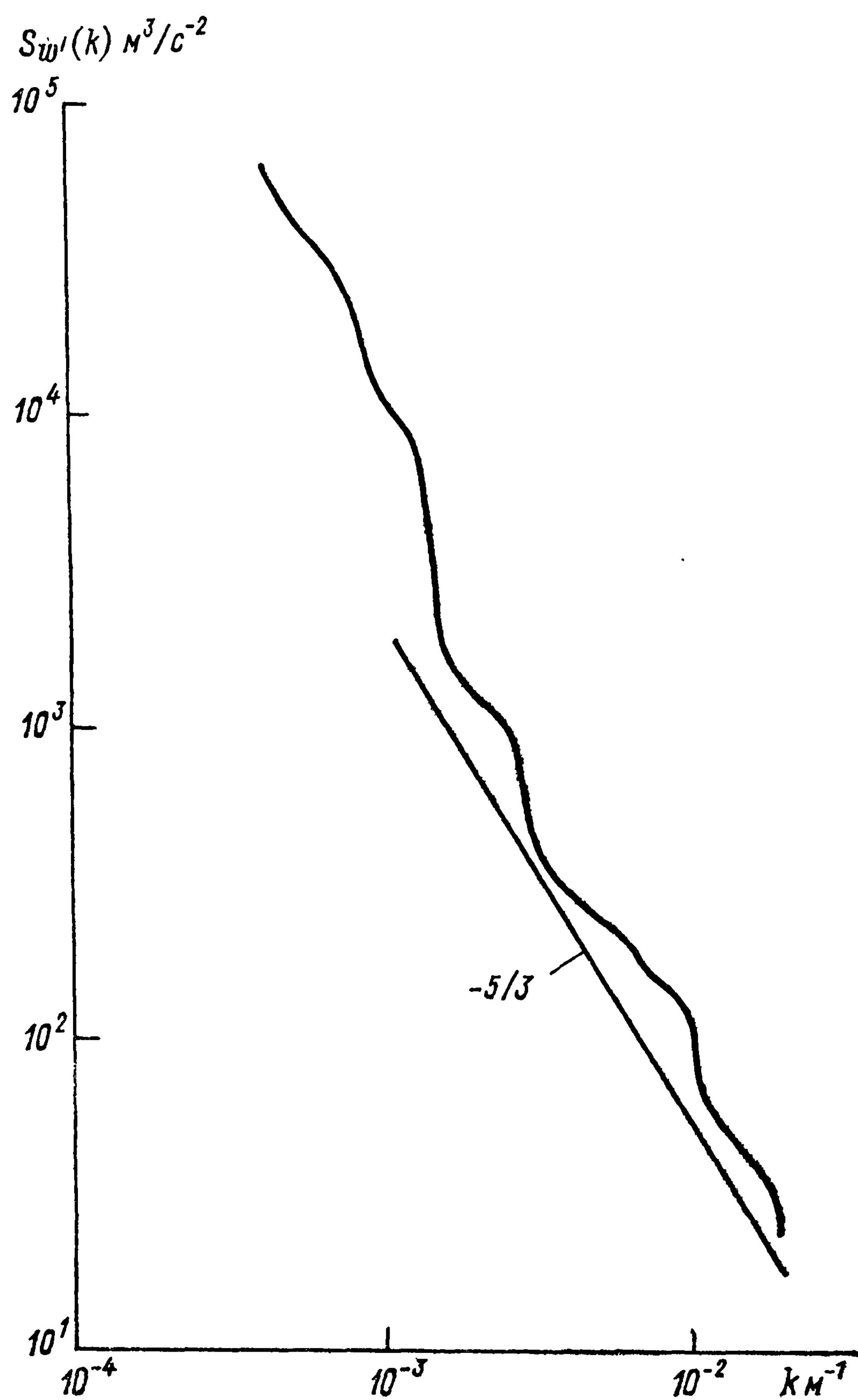


Рис. 10.2.17. Спектральная плотность вертикальных пульсаций в зоне ТЯН с сильной болтанкой [1].

Поскольку при неустойчивой стратификации роль последнего в основном исполняет конвекция, не случайно, что значения λ, к которым относится энергосодержащий масштаб турбулентности, близки к характерным размерам термиков [9].

Вследствие того, что значения k, на которых наблюдаются частные максимумы $E_{u'_i}(k)$ не всегда точно совпадают, при осреднении эти максимумы сильно сглаживаются и на средних спектрах могут быть не видны.

Заметное влияние на ТЯН оказывают вертикальные градиенты среднего ветра $\partial \bar{u}/\partial z$. С их увеличением возрастают значения $\sigma_{u'_i}$, $S_{u'_i}(k)$ и $E_{u'_i}(k)$. В слоях, где энергия вертикальных пульсаций увеличивается с ростом высоты, это в основном происходит за счет длинноволновой части спектра размеров вихрей. Такое перераспределение энергии приводит к изменению наклона и формы спектральных кривых $S_{u'_i}(k)$ и $E_{u'_i}(k)$. В то же время наклон кривых спектральной плотности горизонтальных пульсаций зависит от высоты (по крайней мере в нижней тропосфере) гораздо меньше, поскольку характерные горизонтальные размеры вихрей меняются по мере подъема меньше, чем вертикальные.

В среднем значения $S_{u'_i}(k)$ и $E_{u'_i}(k)$ с высотой убывают.

10.2.4.2. Формы представления спектров ТЯН в авиационных приложениях

Для некоторых практических задач, в первую очередь авиационных, необходима возможность оценки значений $\bar{S}_{u'_i}(k)$ по минимальному числу входных параметров. Наиболее употребительна модель Кармана [1, 7]. В ней предполагается, что в диапазоне длин волн, представляющем интерес

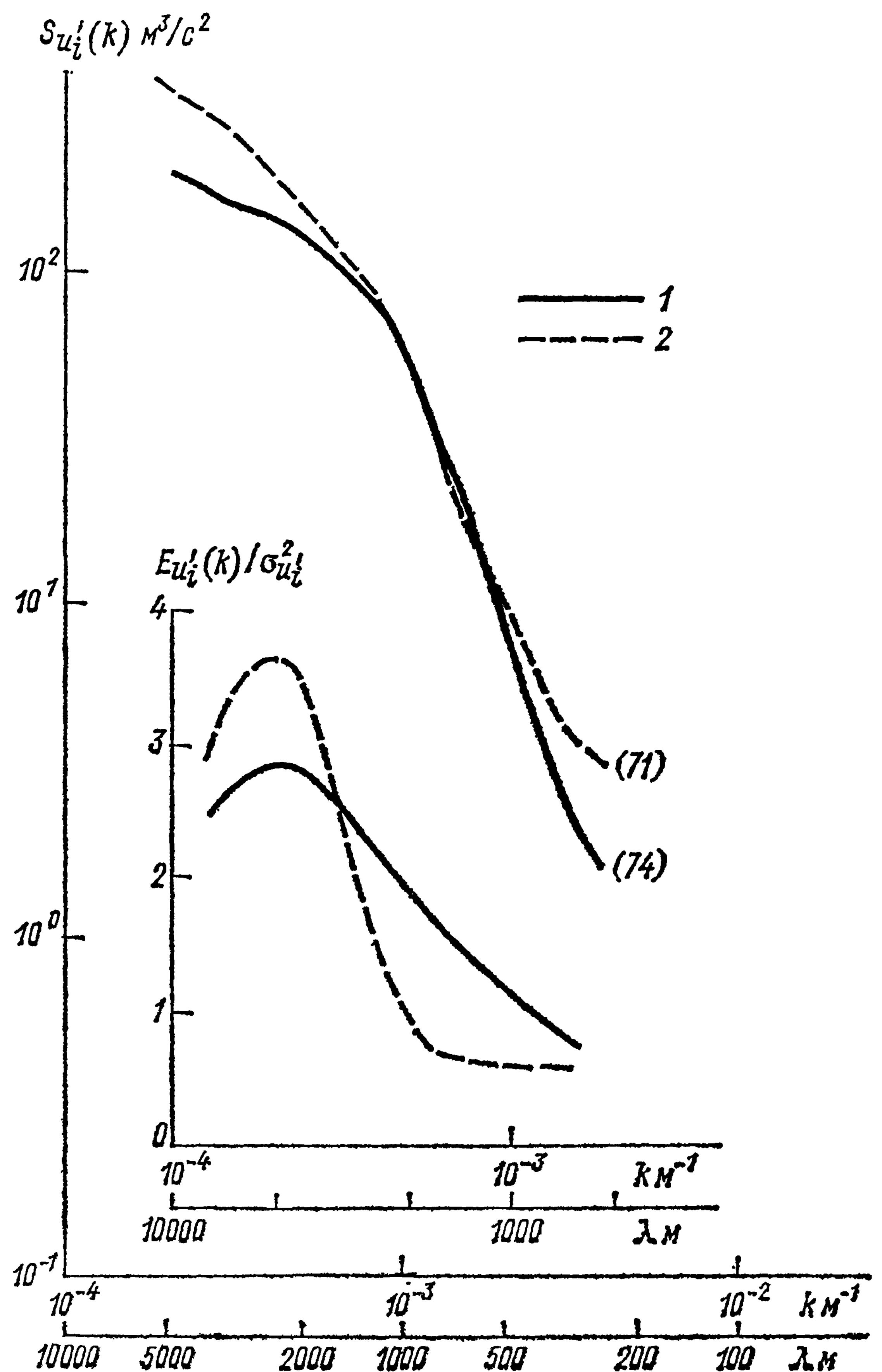


Рис. 10.2.18. Средняя спектральная плотность $S_{u'_i}$ и нормированный энергетический спектр $E_{u'_i}/\sigma^2_{u'_i}$ вертикальных (*1*) и горизонтальных (*2*) пульсаций. $H = 1000 \ldots 1500$ м, в скобках — число случаев (по Н. З. Пинусу и Г. Н. Шуру).

для аэродинамики, ТЯН является пространственно однородным, изотропным и стационарным случайным процессом.

В модели Кармана математические выражения для одномерных спектральных плотностей в системе координат, связанной с самолетом, имеют вид

$$S_{u'}(\Omega_x) = \frac{2L_{u'}\sigma^2_{u'}}{\pi} \frac{1}{\left[1 + \left(1{,}339 L_{u'}\Omega_x\right)^2\right]^{5/6}}, \quad (10.2.5)$$

$$S_{v',\,w'}(\Omega_x) = \frac{L_{v',\,w'}\sigma^2_{v',\,w'}}{\pi} \frac{1 + \frac{8}{3}\left(1{,}339\Omega_x L_{v',\,w'}\right)^2}{\left[1 + \left(1{,}339 L_{v',\,w'}\Omega_x\right)^2\right]^{11/6}}. \quad (10.2.6)$$

В этих формулах $\Omega_x = \omega / V_c$ — волновое число (рад/м), ω — циклическая частота (рад/с), V_c — скорость полета (м/с), $L_{u'_i}$ — интегральные масштабы (м) вихрей в продольном ($L_{u'}$) и поперечном ($L_{v'}$, $L_{w'}$) по отношению к среднему ветру направлениях в м. В СССР, согласно ОСТу 1 02514-84, при расчетах по формулам (10.2.5) и (10.2.6) для разных

диапазонов высоты z принимаются следующие значения $L_{u_i'}$:

при $z = 10 \ldots 200$ м $\quad L_{u'} = L_{v'} = 200$ м, $L_{w'} = z$

при $z = 200 \ldots 760$ м $\quad L_{u'} = L_{v'} = L_{w'} = z$

при $z > 760$ м $\quad L_{u'} = L_{v'} = L_{w'} = 760$ м.

Как видно из формул (10.2.5) и (10.2.6), в модели Кармана спектральная плотность является функцией двух параметров — $\sigma_{u_i'}$ и $L_{u_i'}$ — и качество оценок $S_{u_i'}(\Omega_x)$ сильно зависит от точности, с которой они определены.

В инерционном интервале пульсаций модель Кармана удовлетворительно описывает реальные спектральные кривые, особенно если термическая стратификация близка к безразличной [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Винниченко Н. К., Пинус Н. З., Шметер С. М., Шур Г. Н. Турбулентность в свободной атмосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, изд. 2-е, 1976, 288 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1954, 795 с.
3. Мазин И. П., Шметер С. М. Облака: строение и физика образования. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983, 279 с.
4. Метеорологические условия полетов воздушных судов в верхней тропосфере и нижней стратосфере над территорией СССР/Под ред. Н. З. Пинус. — М.: Гидрометеоиздат, изд. 2-е, 1987.
5. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. — М.: Наука, 1965, ч. I, 639 с; 1967, ч. II, 720 с.
6. Панчев С. Случайные функции и турбулентность. — Л.: Гидрометеоиздат, 1967, 447 с.
7. Турбулентность, принципы и применения/Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. Пер. с англ. — М.: Мир, 1980, 535 с.
8. Шакина Н. П. Динамика атмосферных фронтов и циклонов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985, 263 с.
9. Шметер С. М. Термодинамика и физика конвективных облаков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987, 287 с.

ЧАСТЬ III

Средняя атмосфера

Часть III. Средняя атмосфера

Глава 11. Структура средней атмосферы и особенности пространственно-временных вариаций ее параметров

Глава 12. Эмпирические модели средней атмосферы

Глава 13. Динамика средней атмосферы

Глава 14. Радиационные процессы в средней атмосфере

Глава 15. Состав и химия средней атмосферы

Глава 16. Глобальное распределение атмосферного озона

Глава 11. СТРУКТУРА СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ И ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЙ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ

Обобщение знаний о строении и циркуляции средней атмосферы во многом достигнуто в результате создания стандартных и справочных атмосфер (на основе ракетной, спутниковой и другой информации). Подробный анализ основных существующих эмпирических моделей атмосферы дается в главе 12, здесь же используются материалы об отдельных справочных атмосферах [2, 23—30], построенных в основном до разработки аналитической модели, рассмотрены некоторые особенности пространственно-временного распределения параметров атмосферы.

11.1. ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Вертикальное распределение метеорологических параметров меняется в широких пределах в зависимости от района, времени года, а также от атмосферных процессов. Широтные и сезонные изменения среднемесячного профиля температуры представлены на рис. 11.1.1. При этом для южного полушария использована эмпирическая модель, построенная в ЦАО [9, 12, 30] по ракетным, а также аэрологическим и радиолокационным данным (табл. 11.1.1).

Таблица 11.1.1

Температура T (°С) и зональная скорость ветра v (м/с) по эмпирической модели атмосферы для южного полушария на 70° ю. ш.

Высота, км	Январь		Апрель		Июль		Октябрь	
	T	v	T	v	T	v	T	v
100	—	5	—	4	—	9	—	2
90	—	—8	—	7	—	8	—	—2
80	—101	—31	—64	7	—64	10	—82	—5
70	—52	—32	—46	25	—44	36	—55	3
60	—10	—27	—27	42	—23	59	—26	15
50	12	—18	—19	49	—10	64	—2	25
40	—4	—12	—37	48	—32	61	—8	37
30	—29	—7	—57	33	—68	50	—31	50
20	—40	—1	—58	17	—81	33	—58	28

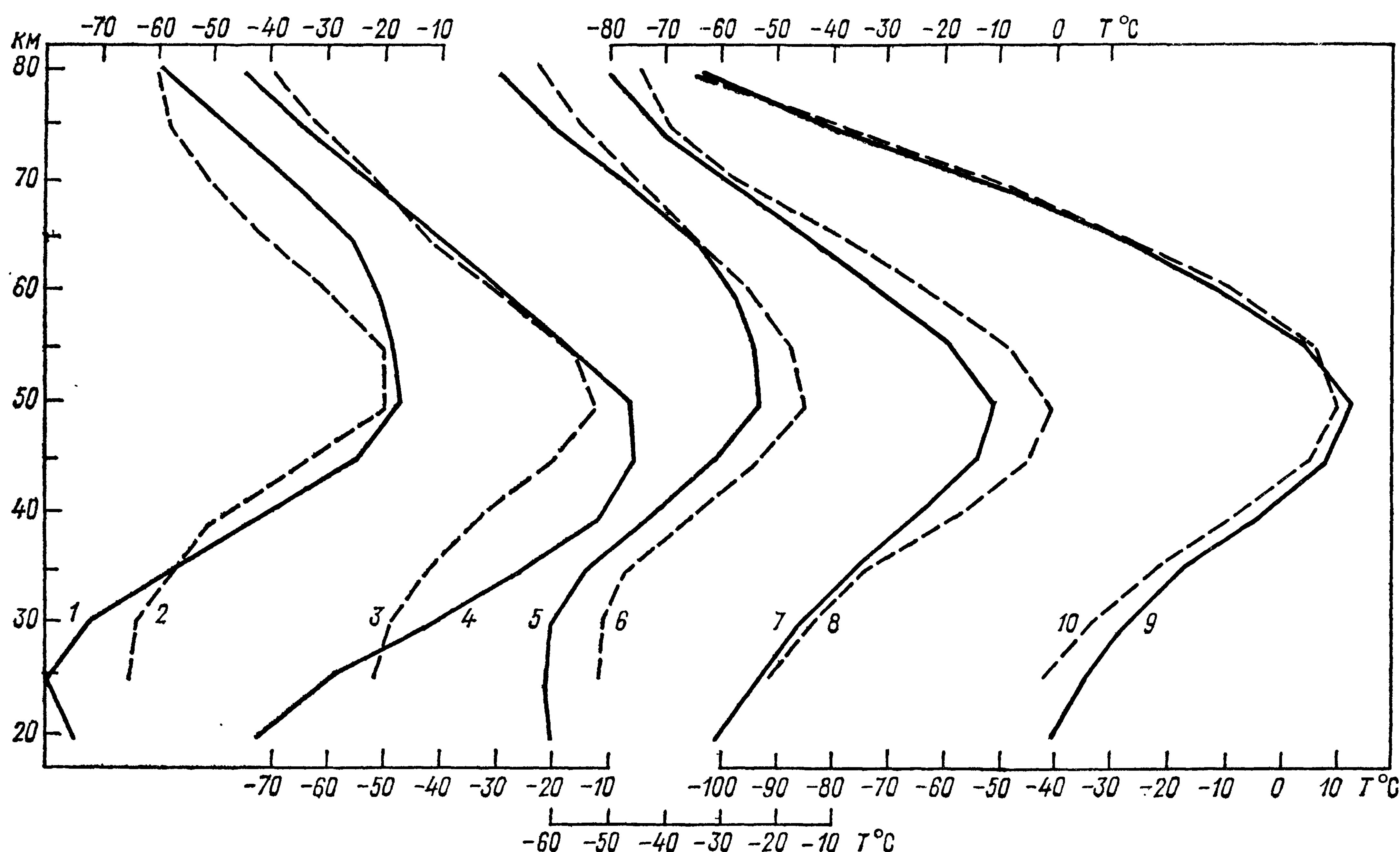


Рис. 11.1.1. Вертикальные профили средней температуры T по ракетным данным в атмосфере северного (модель CIRA 1972) и южного полушария (модель ЦАО).

1) 70° ю. ш., июнь; *2*) 70° ю. ш., декабрь; *3*) 70° с. ш., март; *4*) 70° ю. ш., сентябрь; *5*) 50° ю. ш., июнь; *6*) 50° с. ш., декабрь; *7*) 30° ю. ш., июнь; *8*) 30° ю. ш., декабрь; *9*) 70° ю. ш., декабрь; *10*) 70° с. ш., июнь.

Температура с высотой в стратосфере наиболее быстро растет в зимне-весенний период в Антарктике, до 3—5 °С/км на высоте 25—35 км (для сравнения в Арктике 1—3 °С/км). В летней полярной стратосфере, а также в экваториальной стратосфере градиент температуры может достигать 3 °С/км. Сезонные колебания вертикальных градиентов особенно велики в верхней мезосфере полярных районов (от 1—2 °С/км зимой до 5 °С/км летом).

Примеры распределения зональной скорости ветра приведены на рис. 11.1.2. Летом во внетропических широтах выше уровня 20 км наблюдается восточный ветер (до высоты 90—95 км в полярных районах и 80—85 км в субтропических). Зимой западные ветры распространяются до высоты 95—100 км, а максимума достигают на высоте 50—70 км.

В экваториальной области ниже 35—40 км велико влияние квазидвухлетней цикличности.

11.2. МЕЖПОЛУШАРНЫЕ РАЗЛИЧИЯ В СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЯХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ракетные и спутниковые данные подтверждают, что летом в стратосфере южного полушария температура выше (примерно на 3—6 °С), чем в стратосфере северного

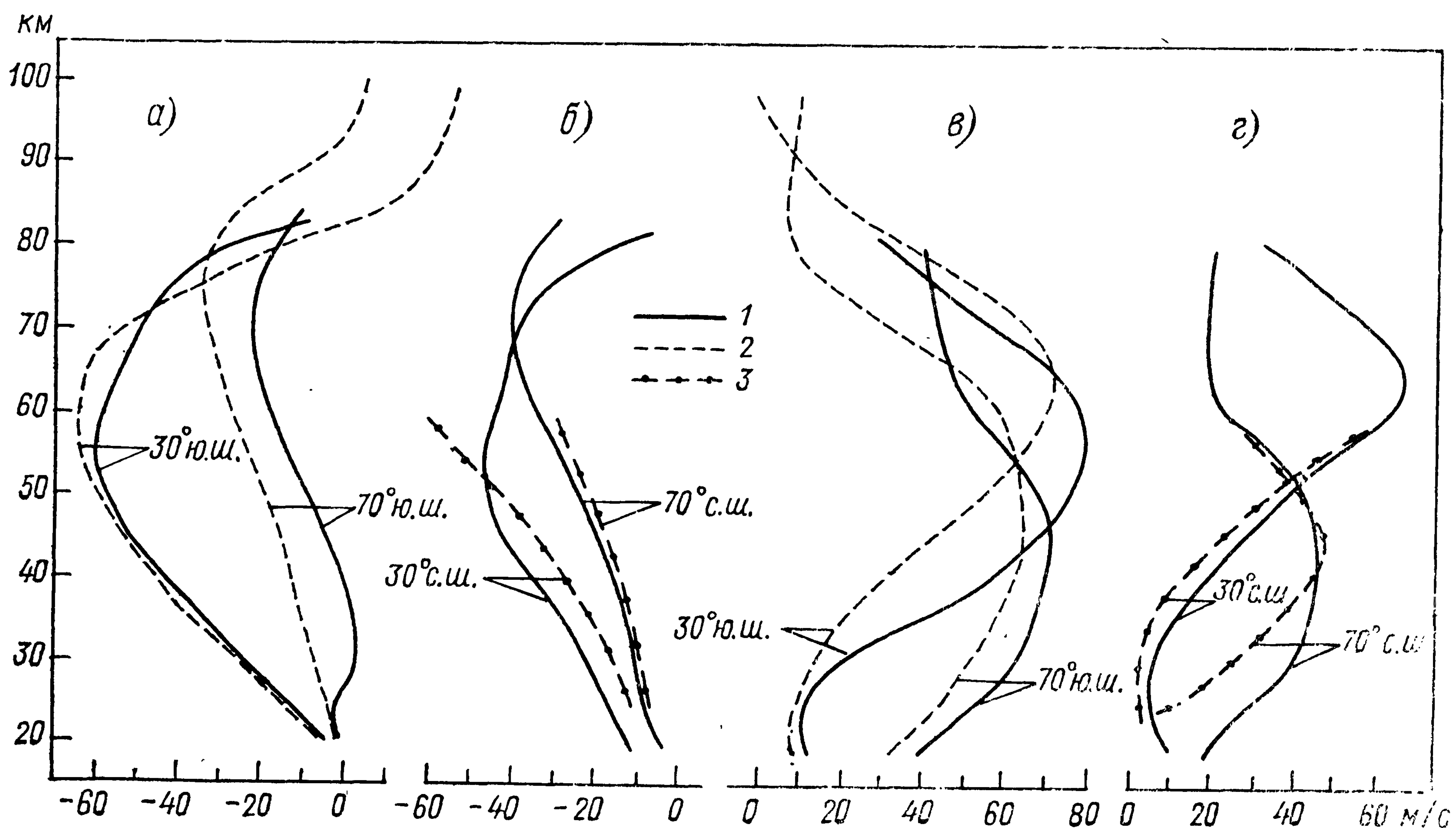


Рис. 11.1.2. Вертикальные профили средней зональной составляющей скорости ветра на 30 и 70° широты в южном (*а, в*) и северном (*б, г*) полушарии в январе (*а, г*) и июле (*б, в*).

1 — модель CIRA 1986 для южного и северного полушария, *2* — модель ЦАО для южного полушария, *3* — модель CIRA 1972 для северного полушария.

(рис. 11.2.1). Видимо, такое же превышение характерно и для высот 50—80 км, что полностью подтверждается спутниковыми данными и частично ракетными моделями.

Согласно ракетным данным, осенью антарктическая страто-мезосфера несколько холоднее арктической, а согласно спутниковым — эти различия имеют противоположный знак и не

(70° ш.). Максимальные различия (30—40 %) отмечены в высоких широтах. Летом давление или плотность в южном полушарии несколько ниже, чем в северном, до высоты примерно 40 км, а в мезосфере на 3—10 % выше (табл. 11.2.1). На уровне 90 км летом различия составляют примерно 5 % [14], а зимой давление в южном полушарии на 20—30 % ниже,

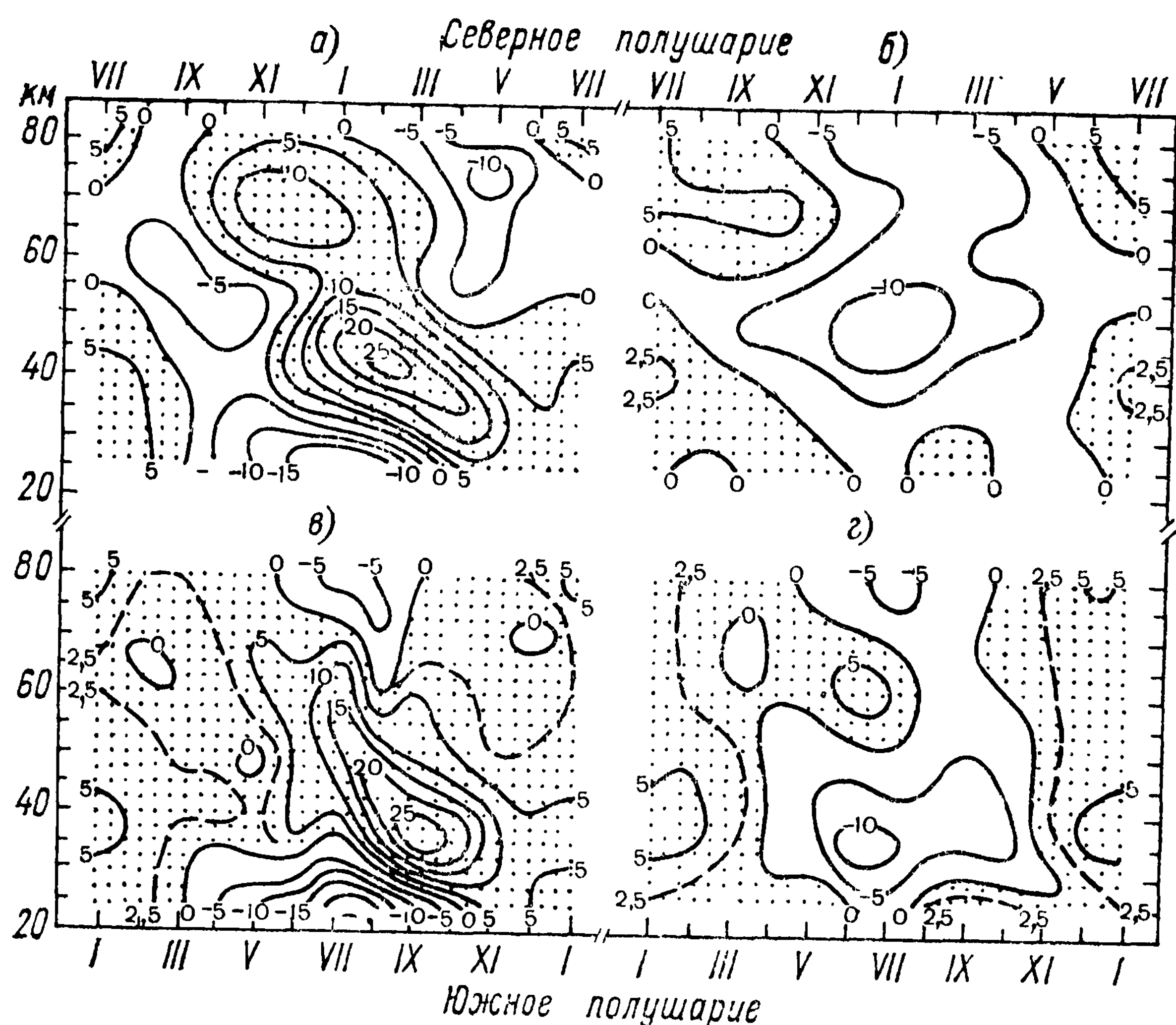


Рис. 11.2.1. Разности средних температур ΔT (°С) между южным и северным полушарием для 70 (*а, в*) и 40° широты (*б, г*).

а, б — ракетные данные (модель ЦАО для южного полушария, CIRA 1972 для северного полушария); *в, г* — спутниковые данные (CIRA 1986).

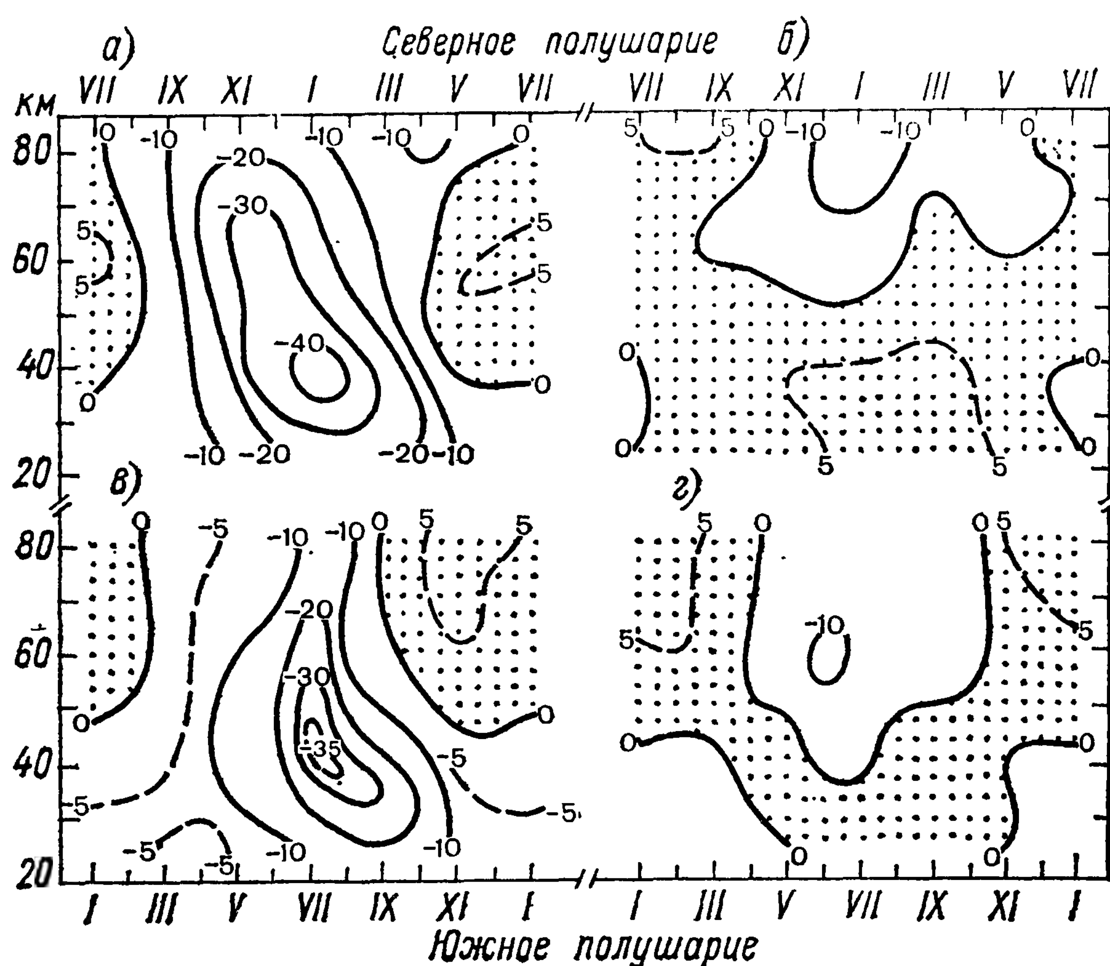


Рис. 11.2.2. Разности средних значений плотности $\Delta\rho/\rho$ (% от средней плотности в двух полушариях на данной широте) между южным и северным полушариями для 70 (*а, в*) и 40° широты (*б, г*).

а, б — ракетные данные (модель ЦАО для южного полушария, CIRA 1972 для северного полушария); *в, г* — спутниковые данные (CIRA 1986).

превышают 1—2,5 °С. Что касается зимнего периода, то все данные выявляют высокие (сравнительно с Арктикой) значения температуры в антарктической страто-мезосфере на высоте более 30 км (разность до 20—25 °С в конце зимы — начале весны). Нижняя стратосфера в Антарктике примерно на 10—20 °С холоднее таковой в Арктике с начала осени и до середины весны. В средних широтах атмосфера на высотах более 25 км зимой в южном полушарии холоднее, чем в северном.

Зимой плотность воздуха (рис. 11.2.2) в южном полушарии на высотах более 40—50 км ниже в средних широтах (40° ш.), а начиная с нижних слоев атмосферы — в высоких

чем в северном. Различия геопотенциальных высот изобарических поверхностей достигают 1,5—2 км зимой и уменьшаются до нескольких десятков метров летом [14, 23].

На рис. 11.2.3 показаны межполушарные разности скорости зонального ветра. Как восточные ветры летом (за исключением полярных районов), так и западные ветры зимой в южном полушарии более интенсивные, чем в северном. Летом наибольшие различия (20—30 м/с) отмечаются в низких широтах, зимой (до 50 м/с) — в умеренных и высоких широтах. Межполушарные различия уменьшаются с высотой: наиболее трудно их определение на высоте более 80 км, особенно для зимы [12].

Межполушарные различия проявляются также в дисперсии параметров [8, 15]. Зимой изменчивость температуры, а также скорости и направления ветра в стратосфере в южном полушарии меньше, чем в северном, что является стати-

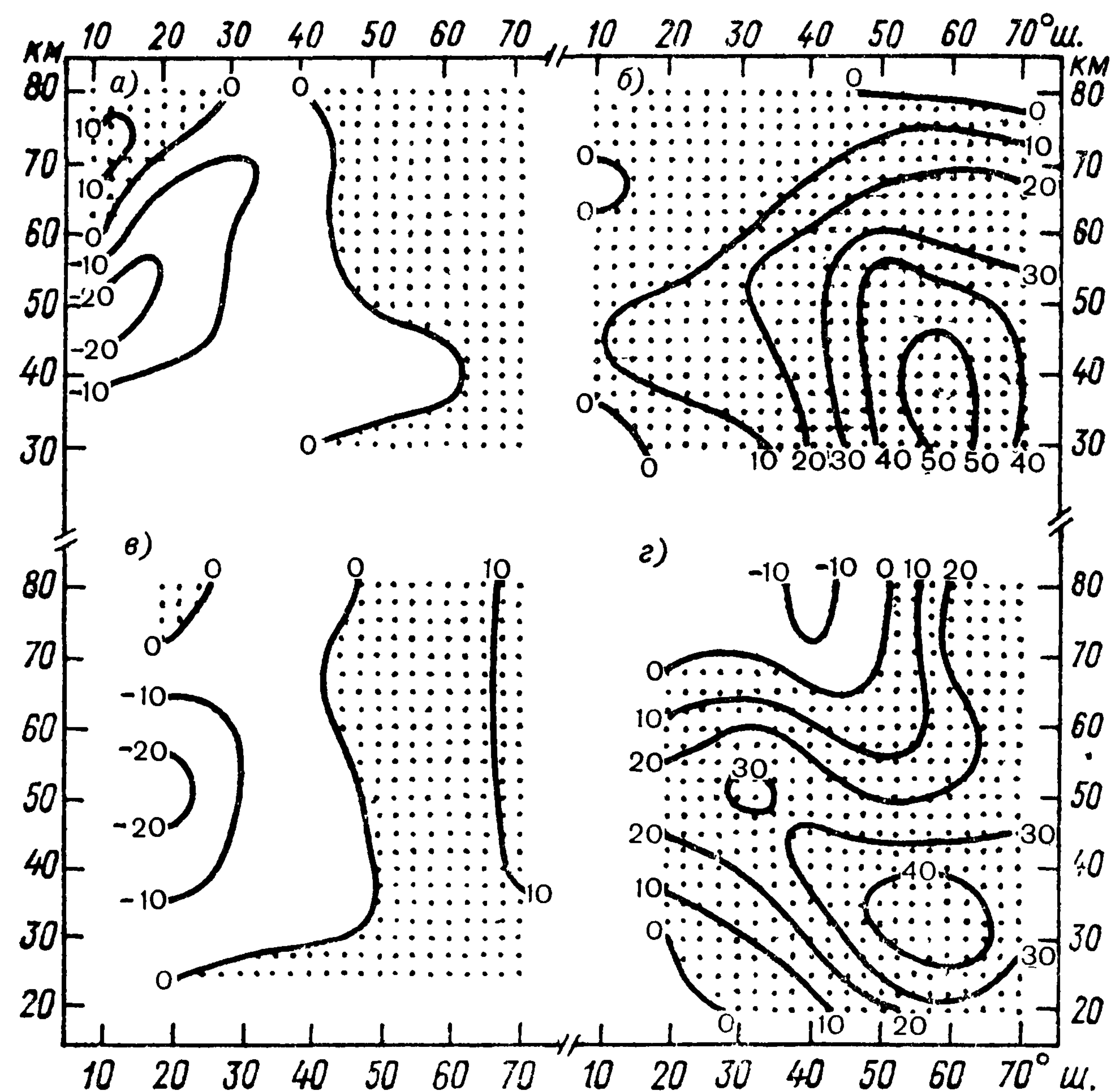


Рис. 11.2.3. Разности средних значений зональной составляющей скорости (м/с) ветра в страто-мезосфере южного и северного полушария.

а — ракетные данные, лето (январь ю. п., модель ЦАО, и июль с. п., CIRA 1972); *б* — ракетные данные, зима (июль ю. п., модель ЦАО, и январь с. п., CIRA 1972); *в* — спутниковые данные (CIRA 1986), лето (январь ю. п. и июль с. п.); *г* — спутниковые данные (CIRA 1986), зима (июль ю. п. и январь с. п.).

стически значимым (до высот 50—60 км) по критерию Фишера *F* [19] с вероятностью 0,95. Весной σ в стратосфере в Антарктике несколько больше, чем в Арктике. В сезонном ходе максимум σ на высоте 20—30 км над Антарктикой сдвинут с зимы на весну, что не наблюдается в Арктике [6].

Таблица 11.2.1

Разности (% к среднему в двух полушариях значению) давления по данным CIRA 1986 в южном и северном полушариях [23, 28]

Высота, км	Лето (январь ю. п. — июль с. п.)		Зима (июль ю. п. — январь с. п.)	
	70° ш.	40° ш.	70° ш.	40° ш.
80	9	12	—18	—9
60	3	6	—28	—7
40	0	1	—43	—7
20	—5	—3	—21	1

11.3. МЕРИДИОНАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Летом в стратосфере (а также в нижней мезосфере на широтах более 30—40°) значения температуры возрастают в сторону высоких широт (рис. 11.3.1). Градиенты температуры (табл. 11.3.1) в южном полушарии на высоте менее 40 км в общем больше, чем в северном. В верхней мезосфере (80 км) температура уменьшается в сторону высоких широт, с максимальным градиентом в зоне 30—60° ш.

Зимой понижение температуры в стратосфере в сторону высоких широт идет наиболее быстро на 40—60° ш. в северном полушарии, а в южном — на 30—45° ш. Особенностью южного полушария является то, что в верхней стратосфере (выше 30—35 км) в районе 50° ю. ш. наблюдается минимум температуры в меридиональном распределении (в северном полушарии аналогичный минимум образуется не ниже 50 км). Как известно, на высотах более 60 км меридиональные градиенты температуры меняют знак; на высотах 70—80 км зимой полярные районы на 12—20 °С теплее экваториальных.

Понижение давления зимой от низких широт к высоким, наблюдаемое в стратосфере, более резко выражено в южном полушарии, где градиенты в 2—2,5 раза больше, чем в северном. Летом выше уровня примерно 20 км давление возрастает в сторону высоких широт. Нижняя граница летнего циркумполярного антициклона в северном полушарии располагается несколько ниже, чем в южном. В южном полушарии большие меридиональные градиенты на высоте 30—50 км сохраняются вплоть до низких широт.

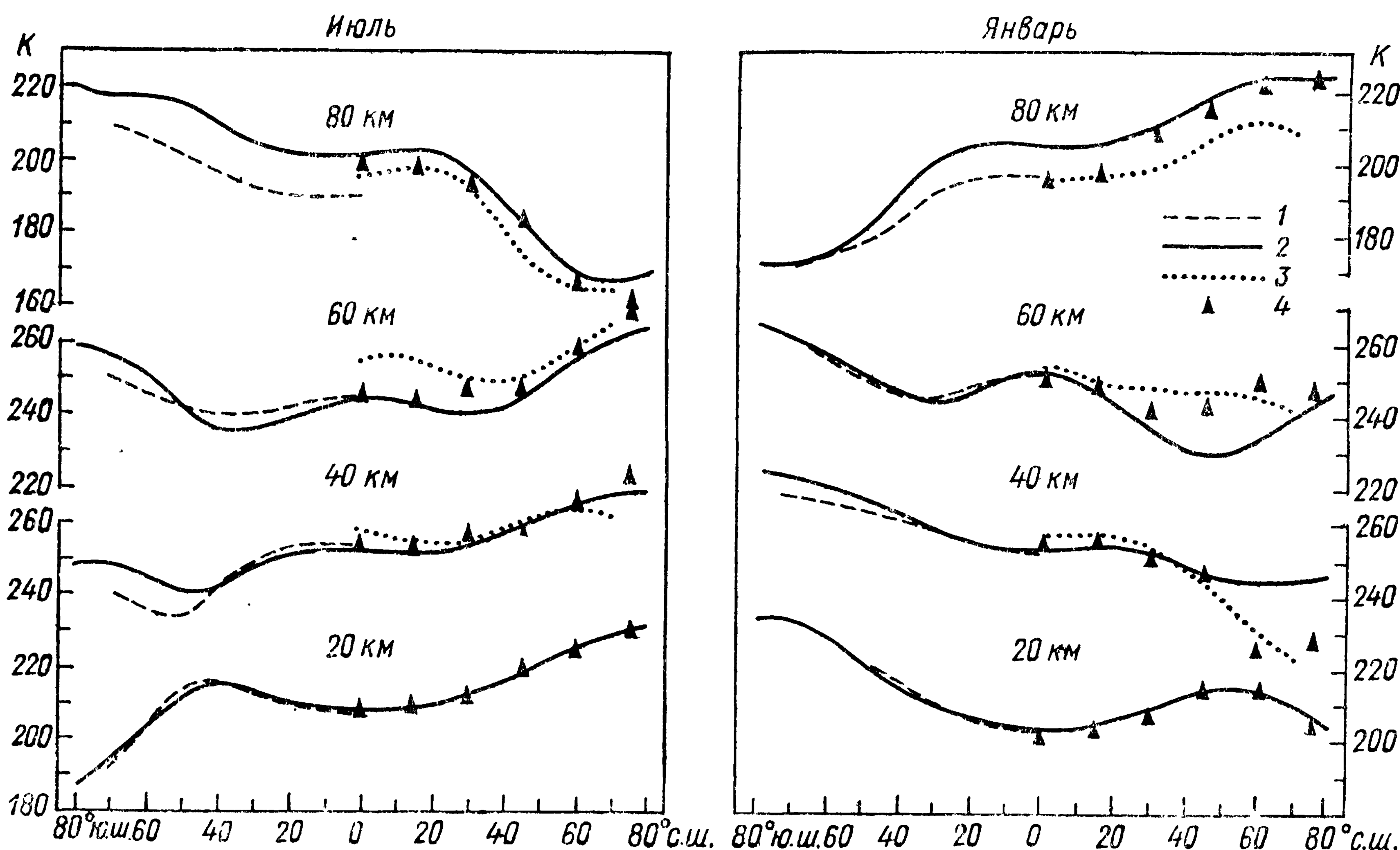


Рис. 11.3.1. Широтный ход средней месячной температуры (К) в страто-мезосфере в январе и июле.

1 — по модели ЦАО для южного полушария, *2* — по модели CIRA 1986, *3* — по модели CIRA 1972, *4* — по модели Коула и Кантора [26].

Таблица 11.3.1

Меридиональные градиенты температуры (°C/10° ш.) в страто-мезосфере для центральных месяцев лета и зимы по данным CIRA 1986 (в числителе) и ракетным данным (в знаменателе) по моделям из [9, 30] для южного полушария и по CIRA 1972 для северного полушария

Высота, км	Широта, ... °							
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80
	Северное полушарие, июль							
80	−0,6 / −1,5	0,1 / −0,5	4,0 / 5,5	9,3 / 12	11,6 / 10,5	7,9 / 5	1,5 / −0,5	−0,8
60	−0,3 / −2	2,5 / 3,5	1,2 / 3,5	−1,7 / 0,5	−5,8 / −3,5	−6,5 / −6,5	−5,9 / −5,5	−3,9
40	1,0 / 2,5	0,0 / 1	−2,7 / −1	−3,4 / −3,5	−3,9 / −3,5	−4,1 / −2	−3,1 / 1,5	−1,2
20	−0,4	−1,5	−2,1	−3,7	−5,3	−4,7	−3,5	−2,5
	Южное полушарие, январь							
80	0,4 / 0	−0,7 / 1	4,1 / 3	9,2 / 7	10,3 / 7	7,7 / 4	2,2 / 3	1,1
60	0,3 / 1	4,9 / 3	2,7 / 3	−2,4 / −1	−5,4 / −4	−5,9 / −5	−4,2 / −7	−3,8
40	0,3 / −1	−1,6 / −2	−3,7 / −3	−3,9 / −3	−3,5 / −3	−3,6 / −2	−2,9 / −2	−2,1
20	−1,0 / −1	−2,1 / −3	−2,8 / −4	−5,3 / −6	−7,3 / −6	−6,8 / −6	−3,6 / −4	−1,4
	Северное полушарие, январь							
80	−0,6 / −0,5	−0,9 / −1	−3,8 / −2	−4,4 / −5	−6,1 / −6,5	−2,7 / −2	0,6 / 4	−0,8
60	2,7 / 3	5,7 / 2,5	5,8 / 0,5	6,2 / 1	1,8 / 0	−4,3 / 1,5	−6,9 / 4,5	−5,3
40	0,0 / 0	−0,6 / 0	1,8 / 3	4,0 / 6	3,6 / 8,5	−0,1 / 9	−0,2 / 9	−0,2 / 7
20	−0,3	−2,1	−3,3	−4,5	−2,3	1,3	4,1	5,5
	Южное полушарие, июль							
80	0,5 / 0	−0,3 / 0	−3,0 / 0	−4,7 / −2	−5,3 / −4	−1,9 / −5	−0,9 / −4	−2,2 / −4
60	1,5 / 1	3,4 / 2	2,5 / 2	0,2 / 0	−6,9 / −2	−7,8 / −4	−4,8 / −4	−2,6
40	0,1 / −1	0,9 / 1	3,5 / 4	6,2 / 7	0,9 / 8	−5,2 / −2	−3,0 / −5	0,9
20	−0,7 / −1	−1,6 / −2	−2,7 / −3	−1,5 / −3	3,8 / 3	8,5 / 10	8,8 / 11	7,5

Примечание. Здесь и в табл. 11.3.2 знак «минус» означает повышение температуры с увеличением широты.

Таблица 11.3.2

Меридиональные градиенты плотности в страто-мезосфере (% от отношения изменения плотности в интервале 10° широты к средней плотности на экваторе). В числителе — данные SCR/PMR, в знаменателе — ракетные данные (CIRA 1972 для северного полушария и модель ЦАО для южного полушария)

Высота, км	Широта, ... °							
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80
	Северное полушарие, июль							
80	0,3 / −1,5	−0,3 / 0,5	−3,1 / 3,0	−8,6 / −3,8	−15,8 / −11,9	−19,4 / −15,7	−18,1 / −10,9	−13,2
60	0,7 / 1,1	−1,9 / −2,1	−3,9 / −1,7	−5,4 / −4,7	−6,2 / −5,2	−6,7 / −4,2	−6,0 / −0,2	−4,5
40	−0,5 / −1,6	−1,4 / −1,5	−1,7 / −0,9	−2,2 / −2,2	−2,6 / −2,5	−2,2 / −1,5	−2,1 / −1,0	−1,8
20	0,0	0,0	−0,1	1,0	2,2	1,8	1,2	0,8
	Южное полушарие, январь							
80	0,4 / −1,6	0,6 / −0,5	−2,9 / −1,5	−10,2 / −5,2	−16,6 / −10,4	−17,9 / −13,0	−12,0 / −13,0	−10,2
60	−0,5 / −1,6	−3,6 / −3,2	−6,0 / −5,4	−6,6 / −6,1	−7,1 / −6,4	−6,5 / −5,4	−4,5 / −3,5	−3,6
40	−0,9 / −0,8	−1,8 / −1,7	−2,6 / −2,3	−3,1 / −2,8	−3,3 / −2,3	−2,2 / −2,5	−0,6 / −2,0	−0,6
20	0,1 / 0,0	0,3 / 1,1	0,9 / 1,7	2,5 / 3,1	3,8 / 3,1	3,4 / 3,0	1,7 / 1,7	0,6
	Северное полушарие, январь							
80	1,3 / 3,5	3,5 / 1,7	6,0 / 3,8	8,1 / 3,8	7,9 / 6,4	3,3 / 9,9	3,6 / 14,5	3,0
60	−0,8 / 0,6	−0,2 / 1,8	3,1 / 6,0	5,8 / 6,6	8,6 / 7,8	7,1 / 8,4	6,9 / 8,8	6,2
40	−0,4 / 1,7	0,5 / 2,6	0,8 / 2,8	1,4 / 1,7	3,9 / −0,2	6,7 / 1,2	8,0 / 5,1	6,7
20	0,1	1,5	2,8	4,0	4,2	3,6	2,8	1,4
	Южное полушарие, июль							
80	0,1 / −0,6	2,0 / 0,6	5,7 / 7,9	7,6 / 9,6	7,1 / 11,9	5,7 / 8,5	8,6 / 6,8	6,4
60	−1,2 / −0,6	0,7 / 0,3	6,0 / 6,5	11,1 / 11,5	13,4 / 15,0	9,6 / 10,9	8,3 / 8,7	6,1
40	−0,5 / −0,2	0,4 / −0,7	2,4 / 1,7	5,8 / 4,6	13,1 / 11,2	14,0 / 15,6	11,1 / 13,7	6,4
20	0,1 / 0,3	1,1 / 0,9	2,6 / 2,5	3,1 / 4,0	4,4 / 4,5	5,8 / 5,5	7,2 / 5,5	2,8

В нижней атмосфере плотность понижается в сторону высоких широт. Зимой такое понижение сохраняется в страто-мезосфере (рис. 11.3.2, табл. 11.3.2). Летом в стратосфере происходит обращение знака меридионального градиента (на высотах более 23—25 км в северном полушарии и 25—30 км в южном) и его увеличение до высоты 80 км; в верхней мезосфере основные изменения сосредоточиваются в областях 40—80° широты. Летом градиенты в северном и южном полушарии близки между собой, а зимой градиенты больше в южном полушарии (в среднем в два раза на высоте 40 км). Максимальные градиенты зимой достигаются на высотах 60—70 км в северном полушарии и 50—60 км в южном.

Максимум широтного хода скорости зонального ветра (рис. 11.3.3) летом смещается с высотой в более высокие широты; напротив, максимум скорости западного переноса в мезосфере приходится на более низкие широты, чем в стратосфере.

Имеются некоторые различия между полушариями. Летний очаг максимальных восточных ветров в южном полушарии более приближен к экватору, чем в северном (и более

интенсивен). Зимой граница восточных ветров в стратосфере низких широт в северном полушарии дальше продвигается от экватора, чем в южном.

полугодовой (A_2) во всех районах, за исключением тропических; кроме того, полугодовые колебания проявляются в сезонном ходе кривых во внетропических широтах на высоте

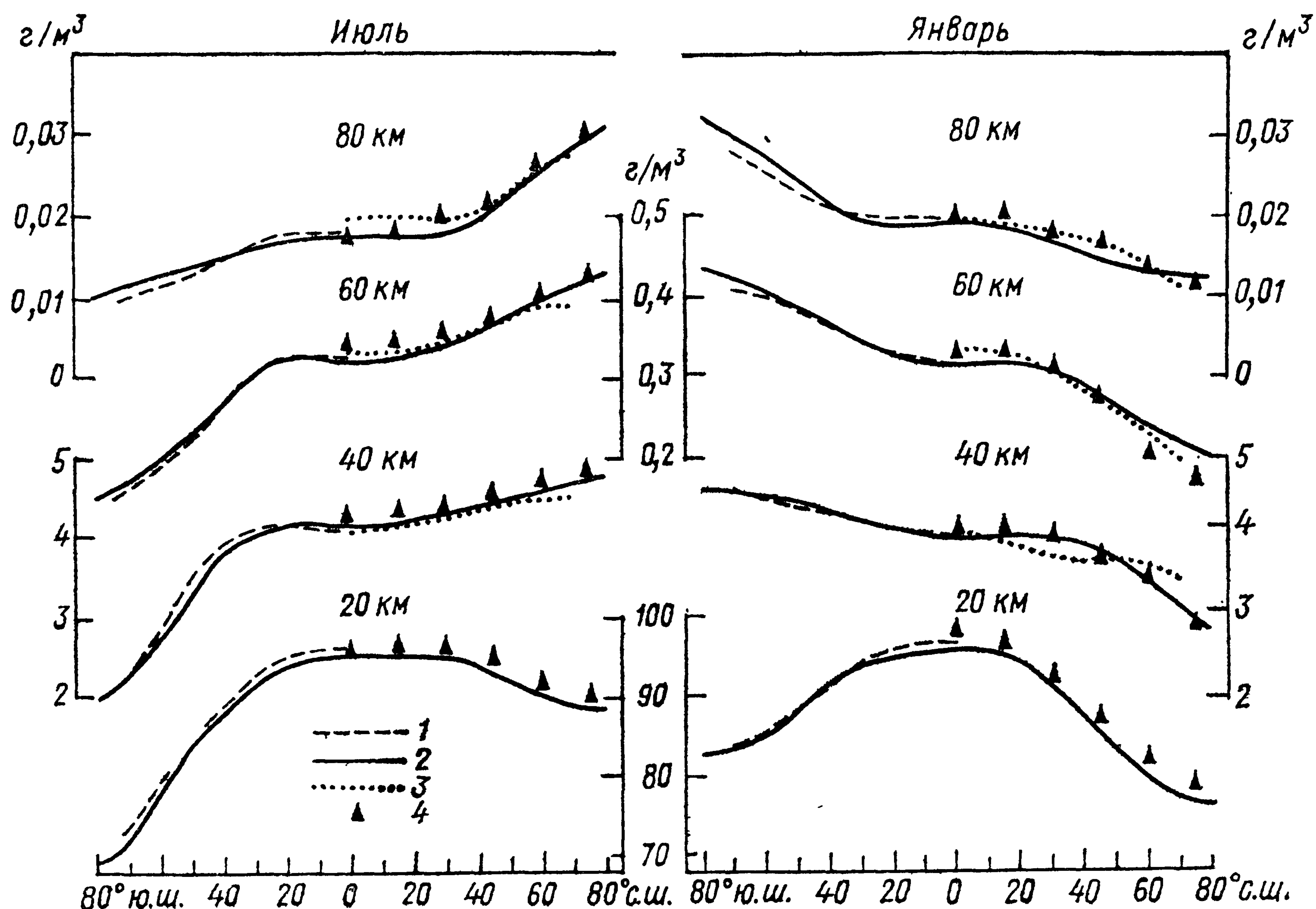


Рис 11.3.2. Широтный ход средней плотности (г/м³) в страто-мезосфере в январе и июле.

Усл. обозначения см. рис. 11.3.1.

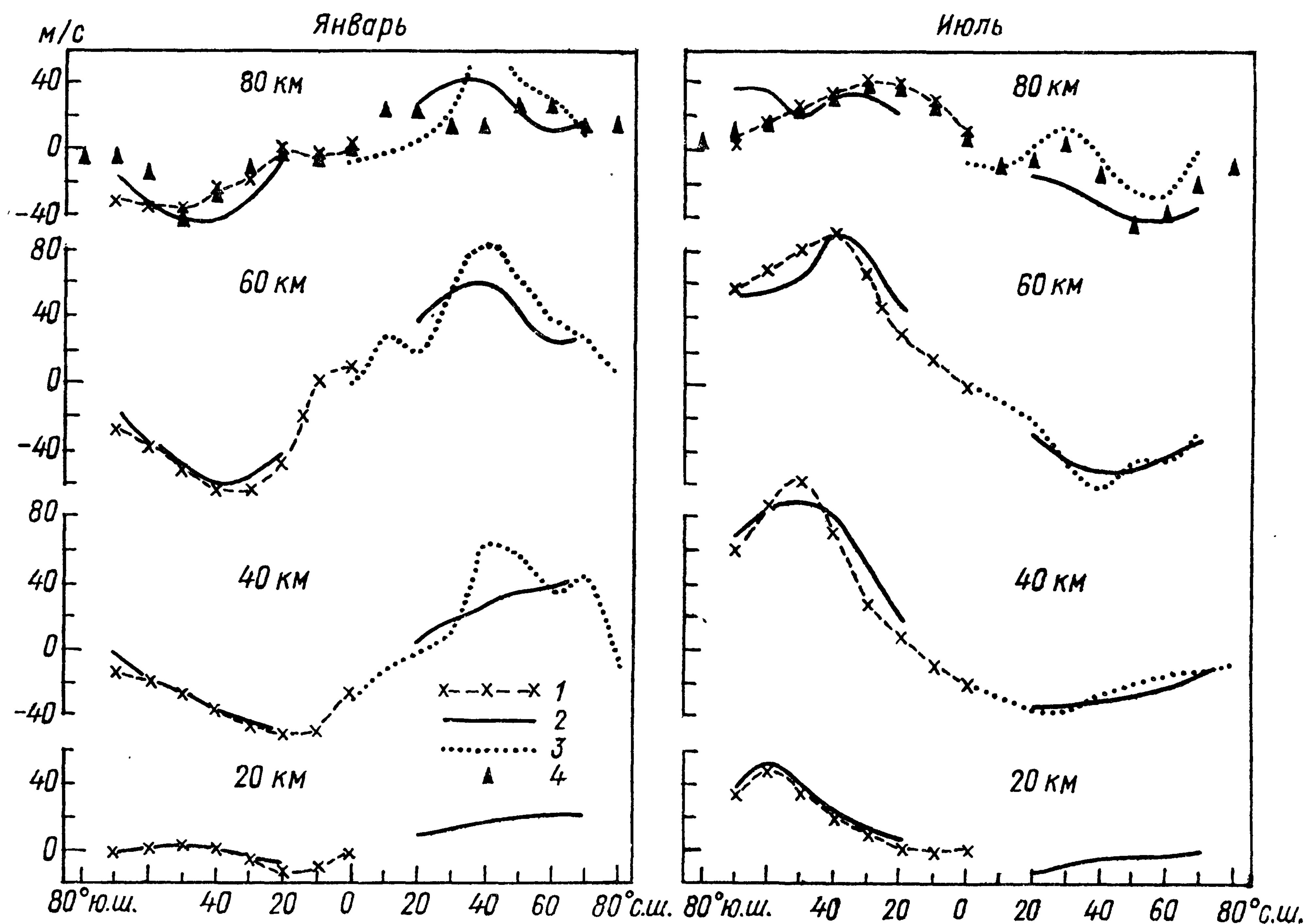


Рис. 11.3.3. Широтный ход средней зональной скорости ветра (м/с) в страто-мезосфере.

1 — по модели из [12], *2* — по модели CIRA 1986, *3* — по модели CIRA 1972, *4* — по модели из [33].

11.4. СЕЗОННЫЙ ХОД ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Сезонные колебания температуры в страто-мезосфере по ракетным и спутниковым данным показаны на рис. 11.4.1. В табл. 11.4.1 приведены амплитуды (A) и фазы (φ) годового и полугодового колебаний температуры на некоторых изобарических поверхностях по спутниковым данным [25]. Подтверждается преобладание годовой гармоники (A_1) над 60 км, где A_1 мало. На высотах менее 40—45 км A_1 в южном полушарии больше, чем в северном. Максимум A_1 в стратосфере над Антарктикой располагается ниже, чем над Арктикой. В мезосфере Арктики и Антарктики амплитуды A_1 близки друг к другу. В средних широтах A_1 в южном полушарии быстро уменьшается до минимума в области 20—30° ю. ш.

В экваториальной нижней стратосфере (20 км) и мезосфере (выше 50 км) температура обнаруживает годовой ход. При этом значения фазы φ_1 на этих высотах противоположны и совпадают с фазой, характерной для северного полушария. Поэтому районом смены фазы в меридиональном направлении является не экватор, а 20—30° ю. ш.

Амплитуда полугодовой волны максимальна в стратосфере над экватором, а также в полярной стратосфере — нижней мезосфере. Величина A_2 в антарктической стратосфере меньше, чем в арктической. Максимумы температуры, связанные

На рис. 11.4.2 показано колебание плотности. В экваториальных районах выражены как полугодовые, так и годовые колебания. В высоких широтах полностью преобладает годовая волна; величина A_1 в южном полушарии больше, чем

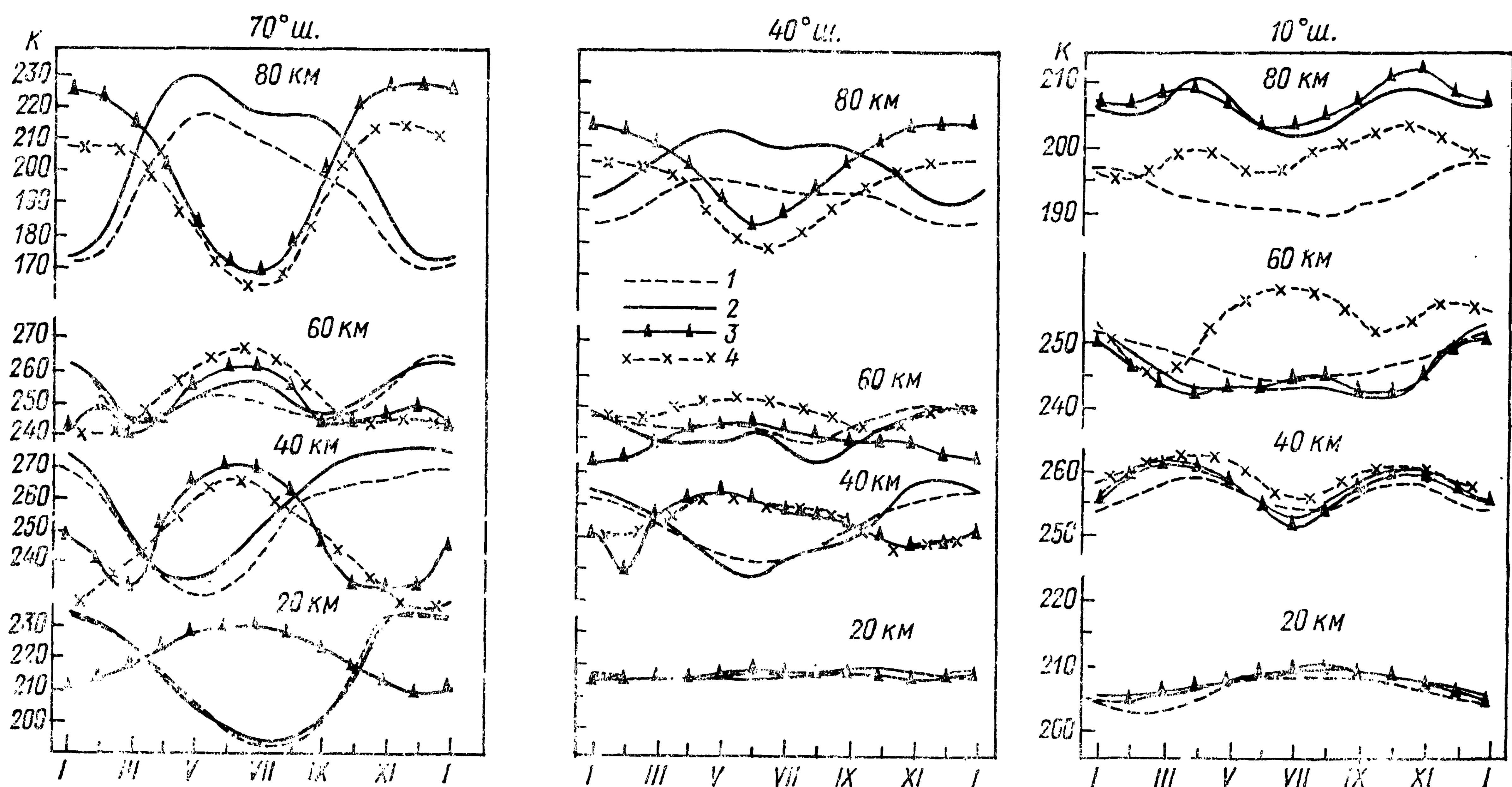


Рис. 11.4.1. Сезонный ход средней температуры (К) на высотах 20, 40, 60 и 80 км на 10, 40 и 70° широты.

Южное полушарие: 1 — по модели из [9], 2 — по модели CIRA 1986; северное полушарие: 3 — по модели CIRA 1986, 4 — по модели CIRA 1972.

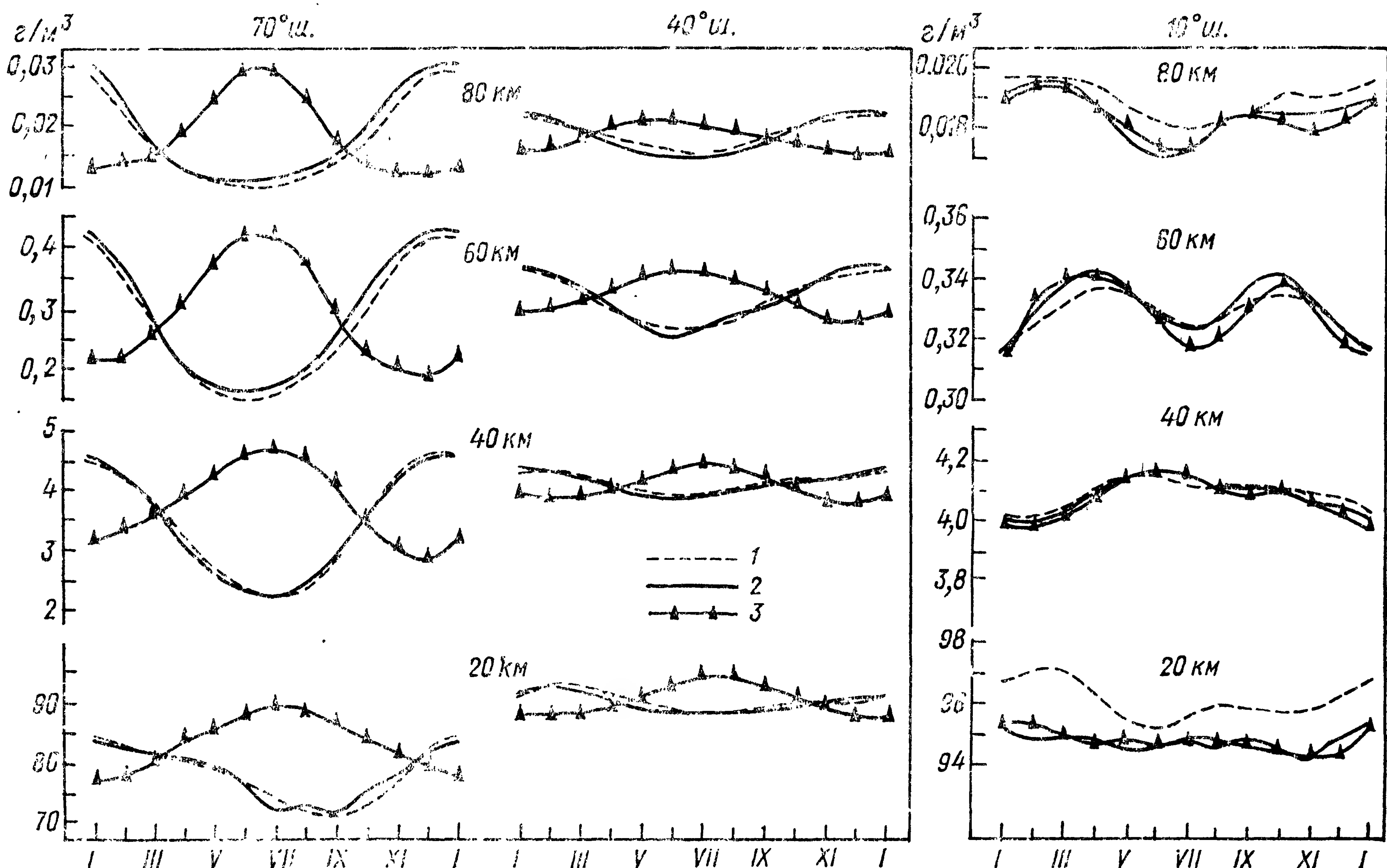


Рис. 11.4.2. Сезонный ход среднемесячных значений плотности (г/м³) на высотах 20, 40, 60 и 80 км на 10, 40 и 70° широты.

Усл. обозначения см. рис. 11.4.1.

с полугодовой волной, в Антарктике наступают на 1—2 мес позже, чем в Арктике (различие фаз φ_2 особенно велико на высотах менее 30 км). Антарктическая полугодовая волна связана с развитием относительно устойчивого потепления верхней стратосферы в конце зимы. В Арктике возникновение полугодового колебания определяется частым развитием стратосферных потеплений зимой.

в северном. В большей части страто-мезосферы минимум плотности воздуха в годовом ходе наблюдается зимой, а в нижней антарктической стратосфере смещен на начало весны.

Главной особенностью сезонного хода зонального ветра в страто-мезосфере является преобладание восточных ветров летом и западных зимой (рис. 11.4.3). Продолжительность

Таблица 11.4.1

Амплитуда A (... °) (в числителе) и фаза φ (мес) (в знаменателе) для годового и полугодового колебаний температуры, по спутниковым данным

Уровень, гПа	Широта, ... ° 0	10	20	30	40	50	60	70	80
Северное полушарие, годовая волна									
0,01	2,3/0,3	2,6/11,7	3,0/0,1	17,0/11,9	21,2/11,8	24,3/11,9	31,0/0,0	34,3/11,9	36,4/11,8
0,1	3,3/0,3	1,8/0,3	1,5/0,1	2,2/0,1	2,6/1,3	3,4/1,4	4,4/11,9	6,3/11,6	8,3/11,4
1	1,8/1,5	2,1/1,5	2,1/2,1	2,0/4,0	5,2/5,0	10,7/5,5	14,3/5,5	16,9/5,6	19,5/5,7
10	0,7/5,1	0,6/5,7	1,4/4,6	3,0/5,0	6,1/5,7	10,3/5,9	13,9/5,7	18,0/5,6	21,3/5,5
Южное полушарие, годовая волна									
0,01		1,7/0,9	0,8/0,0	1,2/5,7	11,8/5,7	21,4/5,8	28,4/5,9	32,6/5,8	36,1/5,7
0,1		4,0/0,2	2,5/0,5	1,0/4,6	3,2/6,8	6,2/6,3	8,8/5,8	10,5/5,8	12,3/5,8
1		1,4/1,1	2,7/11,6	6,8/11,8	12,7/11,9	18,4/11,8	21,2/11,3	24,1/11,1	27,8/11,0
10		0,8/4,1	1,3/0,1	4,3/0,1	9,8/0,1	17,3/11,9	24,3/11,7	30,1/11,6	34,6/11,7
Северное полушарие, полугодовая волна									
0,01	4,4/3,9	3,0/3,7	2,1/3,0	2,4/2,7	3,4/2,7	4,7/2,9	7,3/3,1	9,2/3,2	9,5/3,2
0,1	3,7/1,1	2,6/1,3	1,6/2,4	2,7/3,3	2,8/3,6	2,8/4,0	2,7/4,5	1,9/4,9	1,6/1,9
1	3,2/2,7	2,5/2,7	1,1/3,1	1,4/3,9	1,7/3,9	1,4/3,7	1,0/5,0	3,2/5,6	5,0/5,7
10	2,5/4,0	1,9/4,0	1,3/3,2	0,4/5,5	1,7/0,6	3,5/0,8	5,2/0,9	6,5/1,1	7,3/1,2
Южное полушарие, полугодовая волна									
0,01		3,1/3,7	1,6/3,0	2,4/2,7	4,0/3,0	6,1/3,1	9,3/3,2	11,0/3,3	11,5/3,3
0,1		2,5/1,3	1,4/2,5	2,7/3,8	3,0/4,5	4,1/5,0	4,7/5,2	3,5/5,4	2,0/5,7
1		2,2/2,7	0,7/2,7	1,1/3,4	0,6/4,5	1,8/1,0	3,8/1,0	3,8/1,1	3,1/1,4
10		1,9/3,9	1,1/3,6	0,6/1,5	2,1/1,3	3,2/1,6	3,3/1,8	2,6/2,5	2,4/3,3

Примечание. Фаза φ соответствует максимальному значению параметра; $\varphi=0$ относится к 1 января, $\varphi=1$ — к 1 февраля и т. д.

восточного переноса в целом меньше, чем западного. В нижней термосфере область восточного переноса с увеличением высот смещается с лета на весну, а на уровне 100 км — на зиму [32, 33]. Амплитуда годового колебания скорости зонального ветра A_1 в страто-мезосфере в южном полушарии больше, чем в северном. Амплитуда A_2 во внетропических широтах составляет 10—30 % от A_1. В экваториальной стратомезосфере полугодовая волна становится доминирующей; в слое 40—60 км в начале и середине года наблюдаются восточные ветры, а весной и осенью — западные. На высоте более 70 км наблюдается второй максимум A_2 над экватором, при этом фаза меняется таким образом, что восточные ветры (господствующие бо́льшую часть года) усиливаются весной и осенью, а ослабевают (или меняются на западные) в середине и начале года.

11.5. СЕЗОННЫЕ ПЕРЕСТРОЙКИ ЦИРКУЛЯЦИИ

Характер и сроки перестройки различные в отдельные годы (табл. 11.5.1) [3, 4, 16, 18, 21, 22]. Наблюдается тенденция к изменению характерных сроков перестройки — преобладают поздние сроки до 1974 г. и в большинстве случаев ранние после 1974 г. Ранние перестройки отличаются вялостью процессов и неустойчивостью в положении барических центров в высоких широтах. Поздние перестройки совершаются быстро, энергично. Ранние перестройки часто распространяются по вертикали снизу и сверху (наиболее инертным слоем оказывается нижняя мезосфера), поздние — в большинстве случаев сверху вниз.

Таблица 11.5.1

Сроки весенних перестроек циркуляции над Северным полюсом на уровне 10 гПа (смена циклонической кривизны на антициклоническую) (в скобках — сроки на уровне 60 км, определенные по картам ЦАО)

Год	Срок перестройки	Год	Срок перестройки
1959	22 марта	1974	18 марта (20 апреля)
1960	17 апреля	1975	18 марта (25 апреля)
1961	15 марта	1976	26 марта (28 марта)
1962	29 апреля	1977	1 апреля (20 апреля)
1963	5 мая	1978	26 марта (20 апреля)
1964	19 марта	1979	7 апреля (20 апреля)
1965	18 апреля	1980	8 апреля (20 апреля)
1966	25 апреля	1981	12 мая (30 апреля)
1967	27 апреля	1982	7 апреля (7 апреля)
1968	28 апреля	1983	3 мая (3 мая)
1969	16 апреля	1984	13 марта (25 апреля)
1970	27 апреля	1985	27 марта (27 марта)
1971	22 марта	1986	24 марта (24 марта)
1972	17 апреля (5 апреля)	1987	26 апреля
1973	11 мая (30 апреля)		

Поздние перестройки в основном наблюдаются в годы с большими стратосферными потеплениями в январе и феврале. При потеплениях, наблюдающихся в конце февраля — начале марта, возможна ранняя перестройка в слое 30—40 км (1974—1980, 1982, 1984—1986 гг.). Перестройка поля температуры обычно осуществляется несколько раньше барической перестройки. Скорость заполнения циклонического вихря весной в отдельные годы колеблется в значительных пределах — в марте от 8 до 216 дам/мес и в апреле от 40 до 192 дам/мес.

Средние даты сезонных смен направления зонального ветра (сезонные перестройки циркуляции) можно оценить по справочным моделям атмосферы (рис. 11.5.1). Модели CIRA подтверждают, что восточные стратосферные ветры в северном полушарии сначала появляются севернее 50° с. ш. (в апреле), а затем распространяются на 30—40-е широты. Что касается распространения перестройки по вертикали, то по модели CIRA 1972 перестройка над Арктикой несколько раньше происходит в мезосфере, а по модели CIRA 1986 (в согласии с результатами, полученными в ЦАО) — в стратосфере (в частности, в апреле в стратосфере севернее 60° с. ш. наблюдаются восточные ветры, а в мезосфере в полярных районах продолжает господствовать циклоническая циркуляция).

Согласно радиолокационным и ракетным данным, полученным в центральной части Канады [32], перестройка раньше происходит на высоте 90 км (примерно 1 апреля) и 30 км (первая половина апреля), но запаздывает на высотах 40—50 км (примерно 30 апреля). Согласно [33], эти радиолокационные данные свидетельствуют о начале весенней перестройки в высоких широтах в нижней термосфере в первой половине марта и о ее распространении вниз в мезосферу, а также в умеренные широты.

Несмотря на определенную противоречивость данных, несомненным является то, что сроки перестройки в стратосфере могут значительно меняться по времени, в то время как в верхней мезосфере и нижней термосфере межгодовые колебания менее значительны.

В южном полушарии весенняя смена знака зональной циркуляции в высоких широтах распространяется сверху вниз (от начала октября на высотах 75—80 км до первой половины декабря в нижней стратосфере). В целом весенняя перестройка циркуляции в антарктической верхней мезосфере

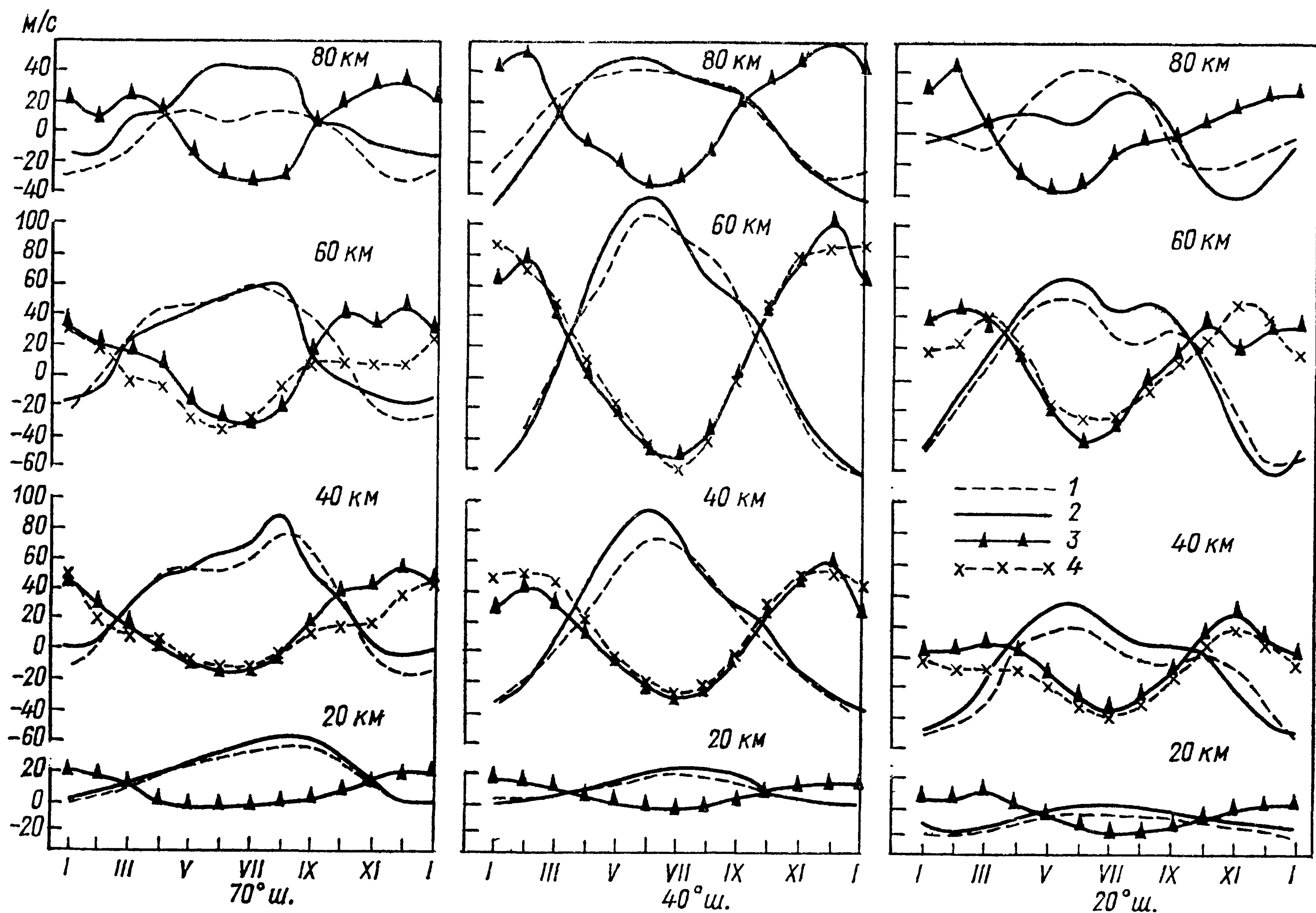


Рис. 11.4.3. Сезонный ход среднемесячного зонального ветра (м/с) на высотах 20, 40, 60 и 80 км на 20, 40 и 70° широты.

Южное полушарие: *1* — по модели, ЦАО, *2* — по модели CIRA 1986; северное полушарие: *3* — по модели CIRA 1986, *4* — по модели CIRA 1972.

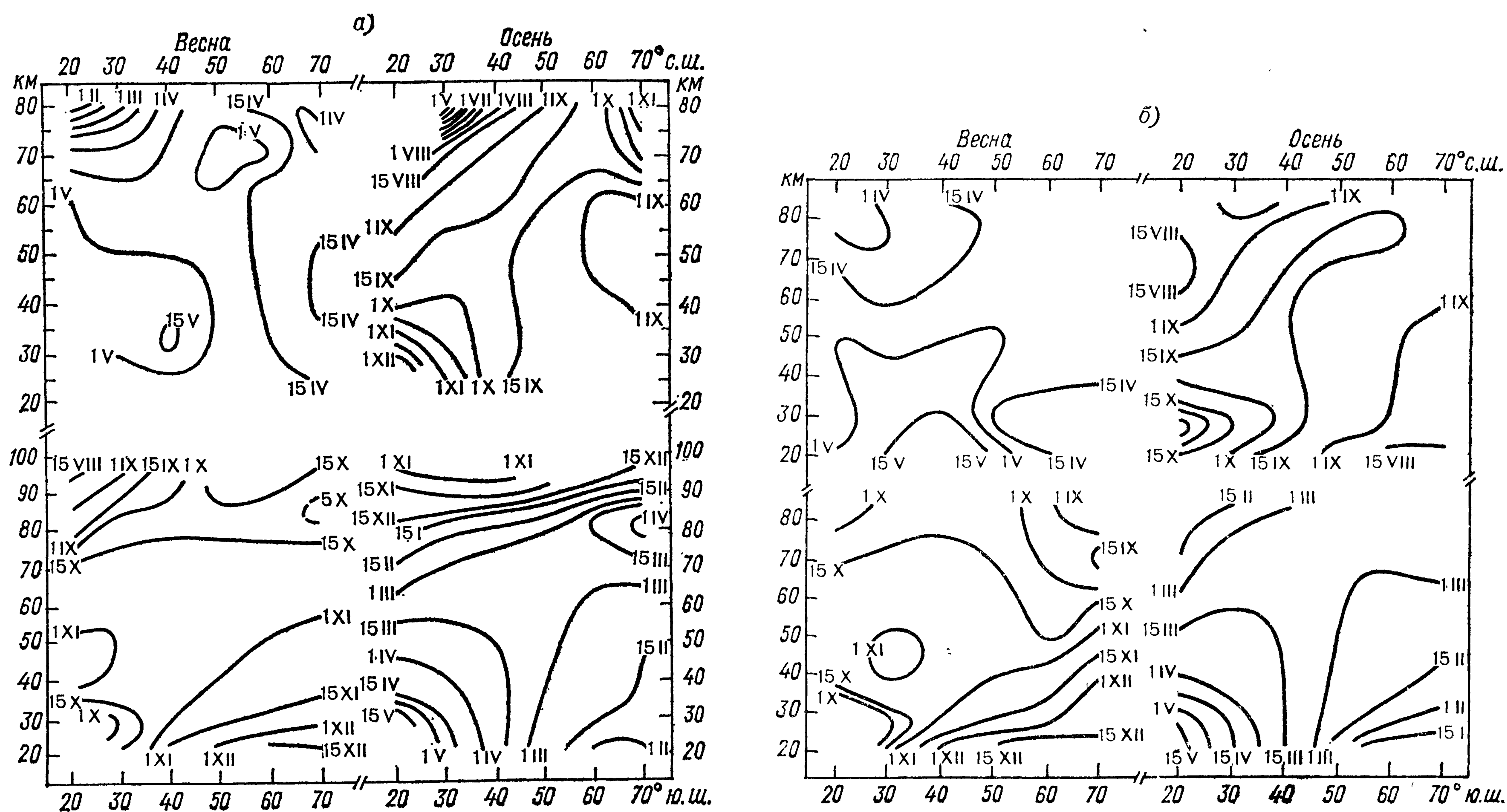


Рис. 11.5.1. Сезонная смена направления среднего зонального ветра для южного (внизу) и северного (вверху) полушария.

а — по модели из [12] для южного полушария и по модели CIRA 1972 для северного полушария, *б* — по модели CIRA 1986 для северного и южного полушария.

наступает, видимо, в те же сезонные сроки, что и в Арктике; в стратосфере, однако, эта перестройка явно запаздывает в Субантарктике и Антарктике (на 1—2 мес) по сравнению с высокими широтами северного полушария.

Второй район, где перестройка в южном полушарии наступает рано, это 30-е широты (высота 20—30 км), откуда антициклоническая область в течение октября—декабря продвигается к югу (обычно через австралийский сектор Антарктики). В средних широтах на высотах 40—70 км установление восточного переноса происходит практически одновременно (в конце октября).

Осенняя перестройка циркуляции наиболее рано наблюдается в полярной нижней стратосфере (а также в субтропической нижней термосфере — верхней мезосфере). В полярных районах перестройка в стратосфере и нижней мезосфере северного полушария приурочена к концу августа — первым числам сентября. Судя по спутниковым данным (CIRA 1986), в верхней арктической мезосфере перестройка задерживается до середины сентября. Районы наиболее позднего установления западной циркуляции — это высота примерно 80 км в высоких широтах и 60—70 км в умеренных. Распространение перестройки по вертикали — из стратосферы в верхнюю мезосферу — в Арктике происходит быстрее, чем в Антарктике (следует отметить расхождение примерно на месяц в сроках перестройки в антарктической мезосфере, по данным ЦАО и модели CIRA 1986). В обоих полушариях четко прослеживается постепенное продвижение области перестройки из высоких широт в низкие. Скорость углубления вихря на уровне 1 гПа в северном полушарии в сентябре—октябре довольно стабильна (80—108 дам в сентябре и 56—128 дам в октябре в отдельные годы за период 1960—1986 гг.). Осенняя перестройка поля температуры происходит в общем одновременно с барической перестройкой.

11.6. СРЕДНИЕ ПОЛЯ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Пространственное распределение метеорологических элементов на высотах более 30 км может быть представлено по ракетным или спутниковым данным (см., например, [1, 5, 7, 8, 17, 31] и др.). Амплитуды A' и фазы φ' квазистационарных волн температуры и геопотенциала, приводимые в CIRA 1986 до высоты 80 км, позволяют построить средние карты для зимы (например, для южного полушария — рис. 11.6.1 и табл. 11.6.2; осреднение за сезон выполнено с целью выделения особенностей, типичных для зимы). Диапазон колебаний среднемесячных A' и φ' для температуры в течение зимы довольно значителен (табл. 11.6.1).

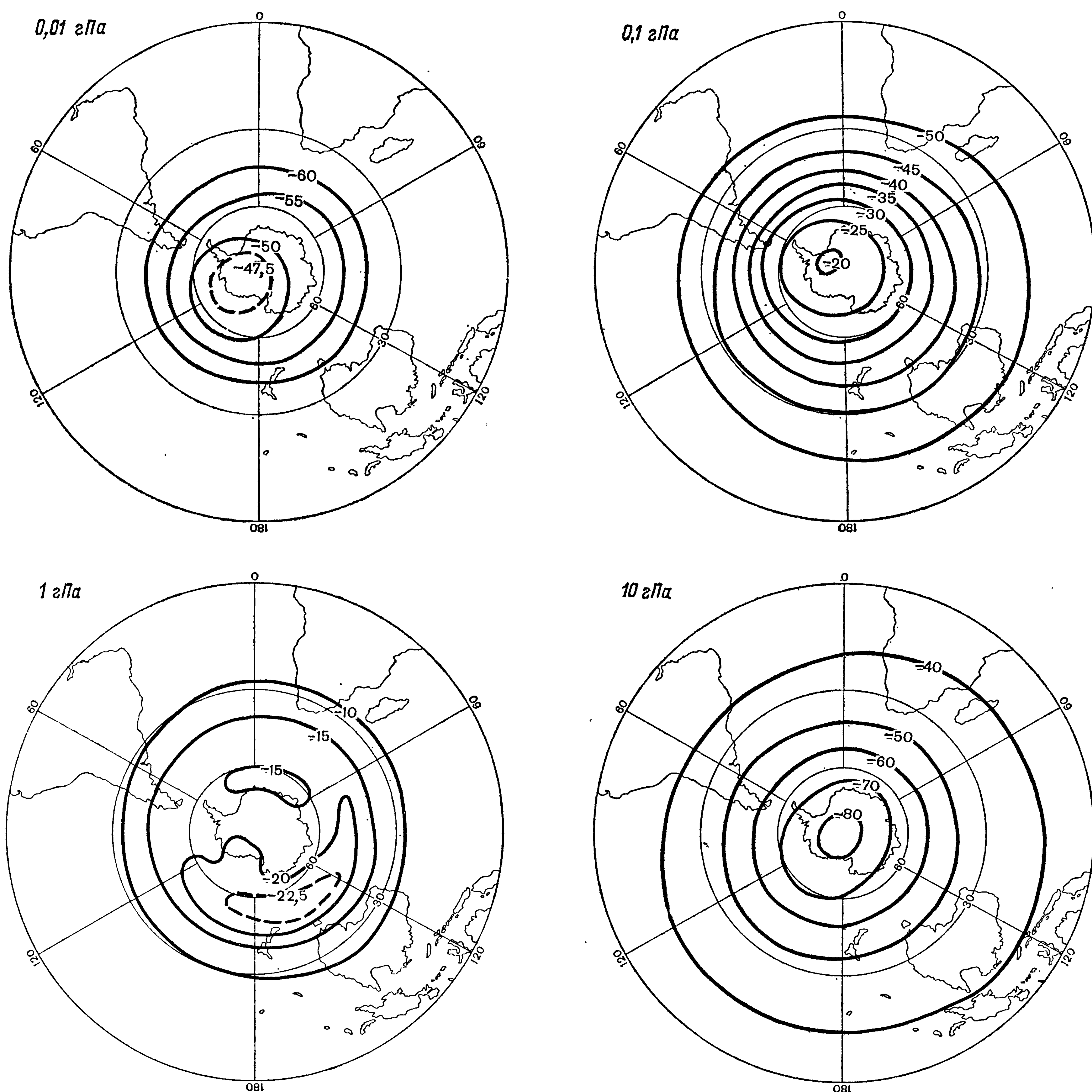
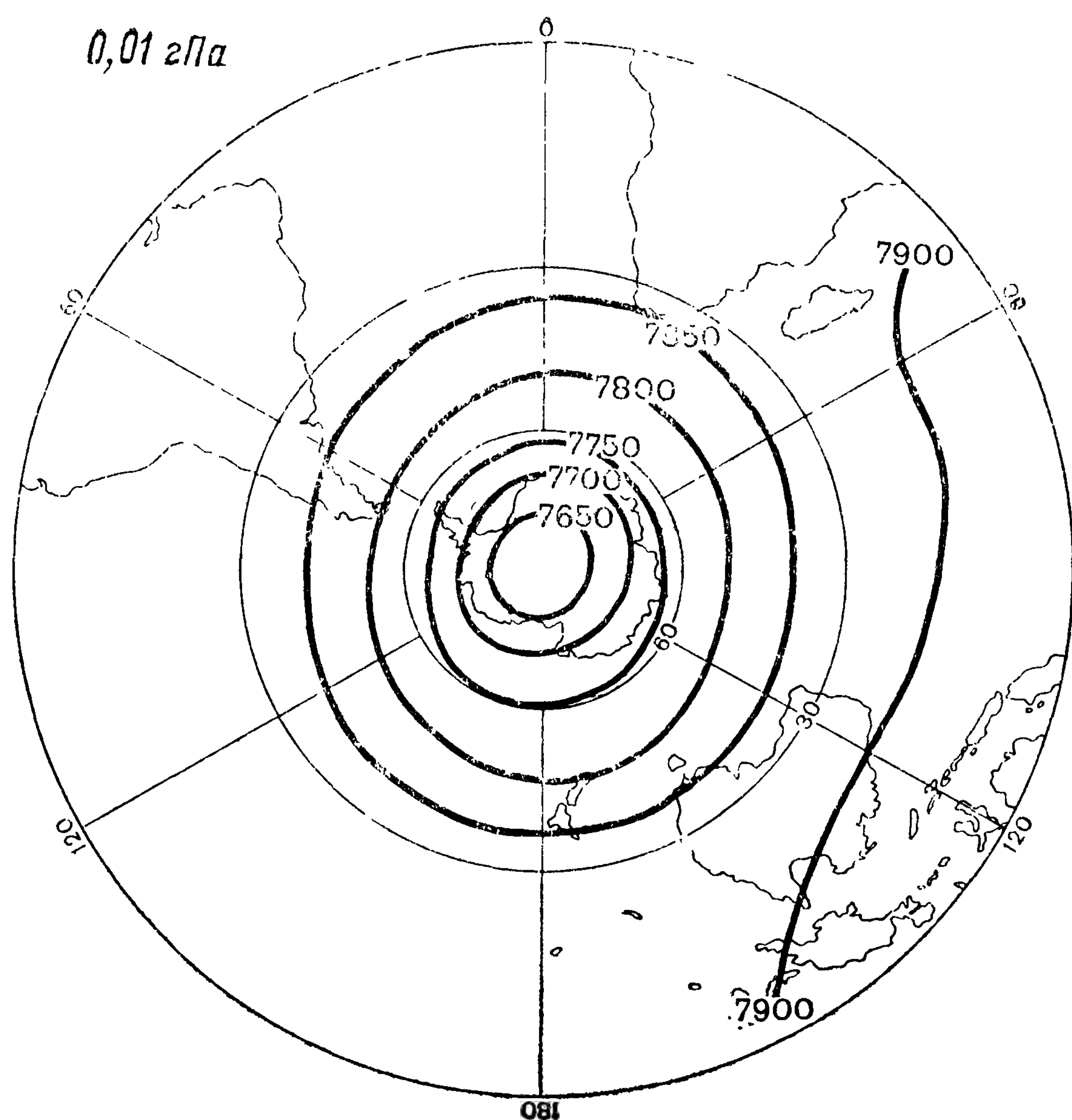
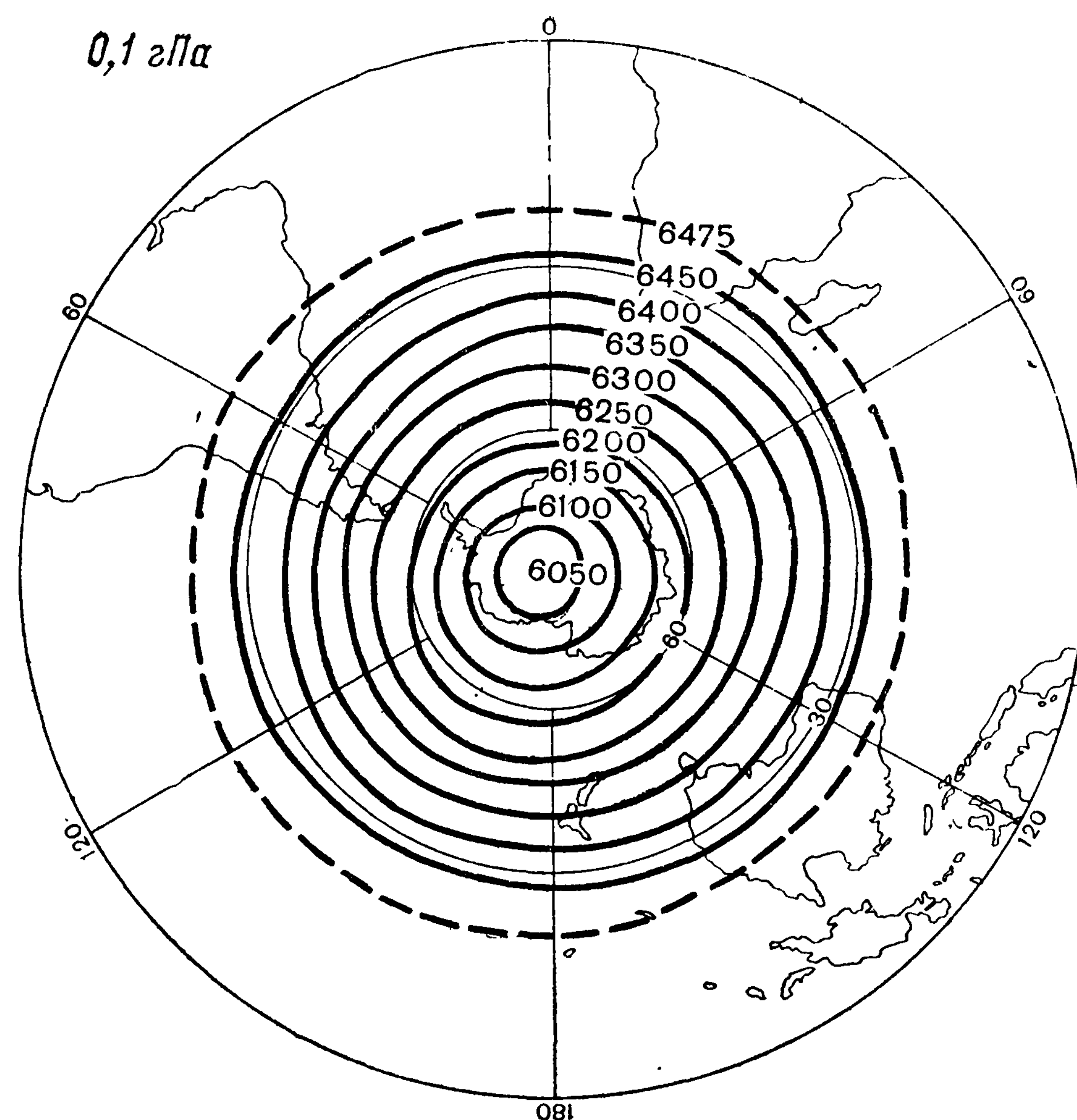
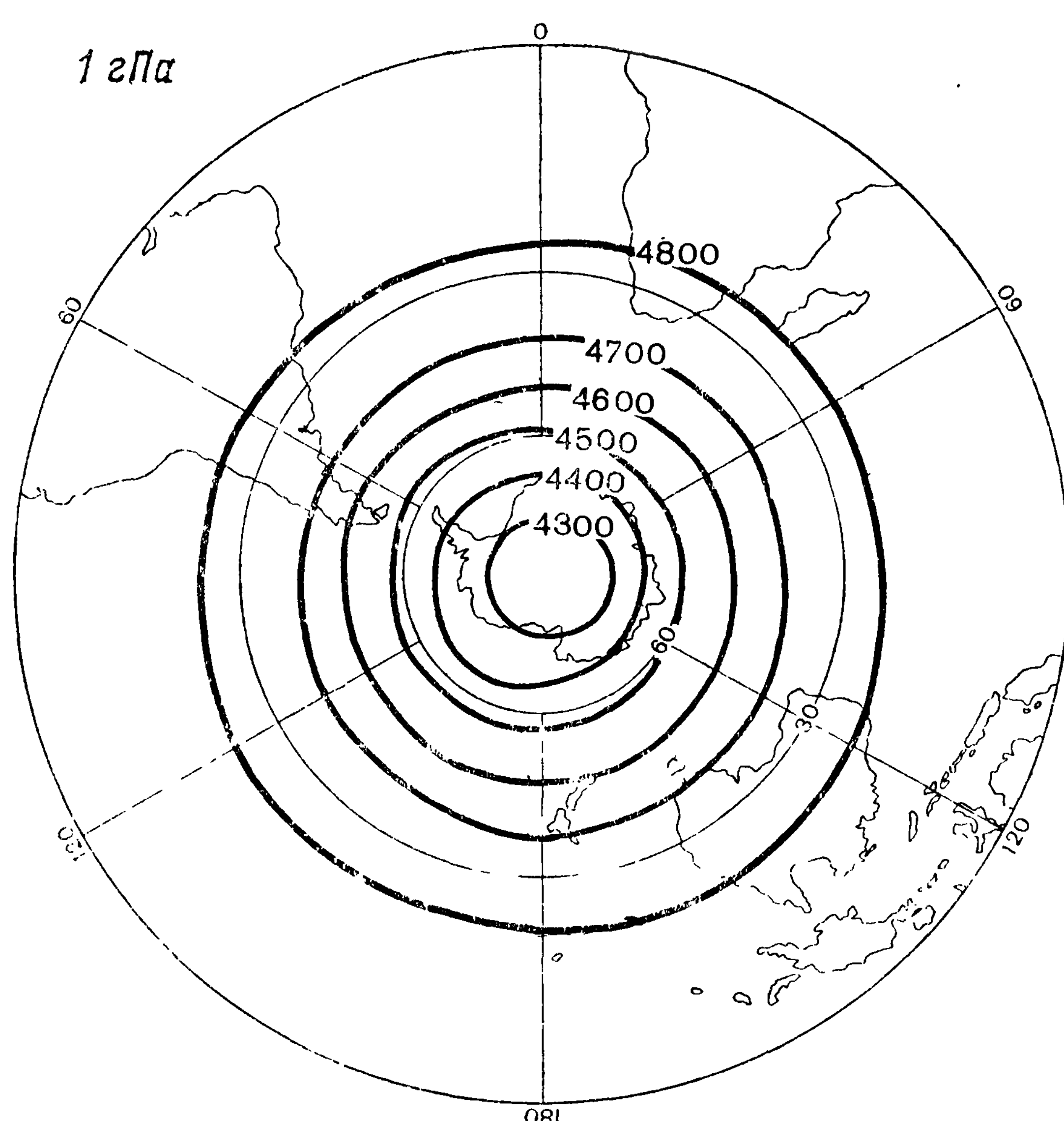


Рис. 11.6.1. Средняя температура (°С) на стандартных изобарических поверхностях в стратомезосфере, рассчитанная по спутниковым данным CIRA 1986 для зимы (май—август) южного полушария.







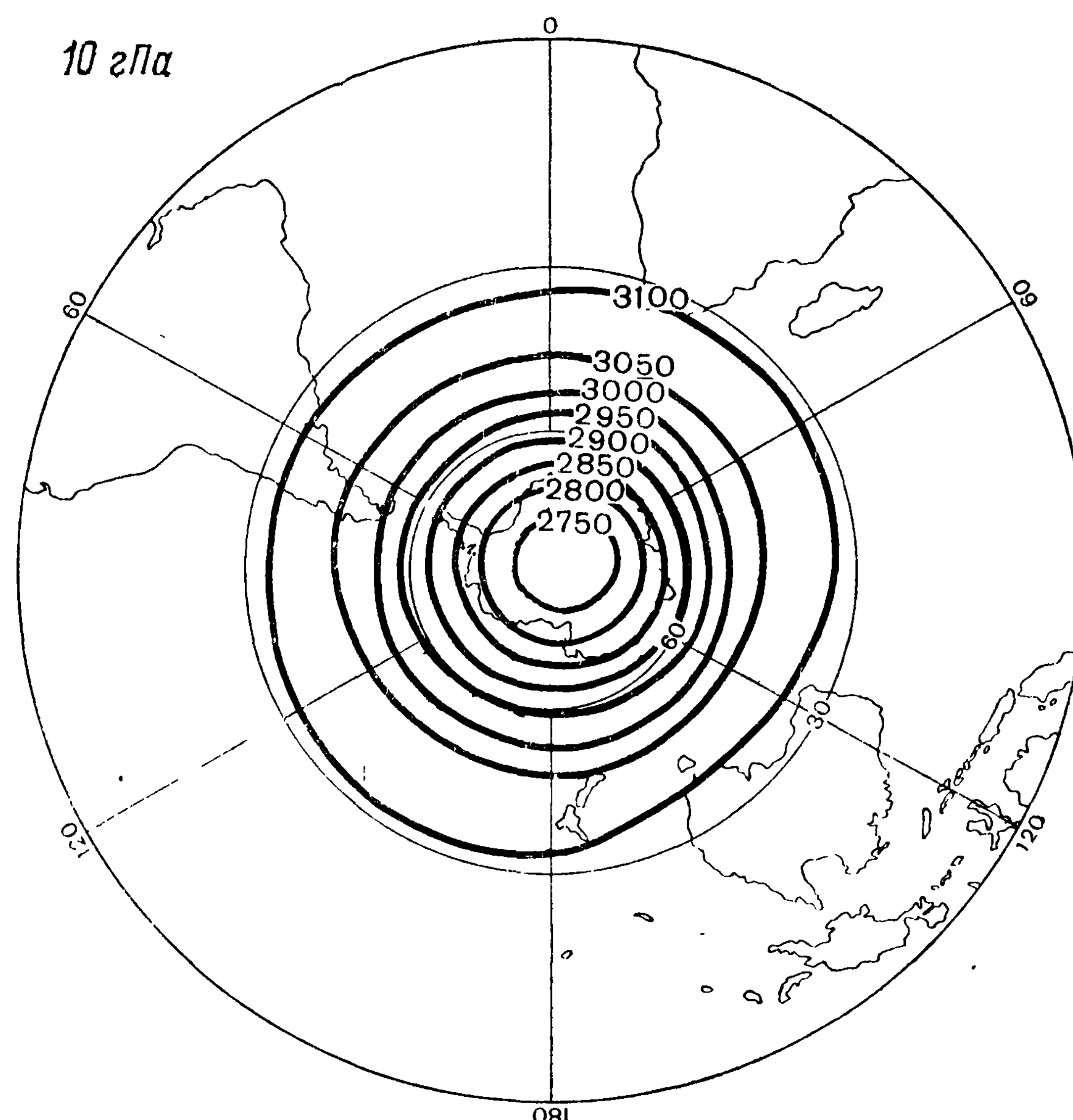


Рис. 11.6.2. Средняя высота (дам) стандартных изобарических поверхностей в страто-мезосфере, рассчитанная по спутниковым данным CIRA для зимы (май—август) южного полушария.

Амплитуда волны с волновым числом 1 (A_1') в отдельные месяцы зимы в средней стратосфере (уровень 10 гПа) достигает примерно 10° и уменьшается до 5° на уровне 0,01 гПа. Эти максимальные значения A_1 достигаются на широтах, близких к 60° с. ш., причем широтное положение максимума с высотой мало меняется. Максимум температуры для возмущения с волновым числом 1 смещается с высотой к западу — от тихоокеанского сектора (150—170° в. д.) на уровне 10 гПа до атлантического (60° з. д. — 5° в. д.) на уровне 0,1 гПа. В верхней мезосфере смещение фазы к западу продолжается, хотя и более медленно.

Амплитуда A_2' в северном полушарии примерно в пять раз меньше, чем A_1. Максимальные значения A_2' достигаются примерно на 10° южнее максимума A_1'. Фаза φ_2' менее устой-

Таблица 11.6.1

Характеристики стационарных волн температуры на среднемесячных картах в течение зимы северного полушария (ноябрь—февраль)

Уровень, гПа	Максимальная амплитуда, °C		Широта максимальной амплитуды		Фаза на 50—70° с. ш.	
	A_1'	A_2'	A_1'	A_2'	φ_1'	φ_2'
0,01	4,4—5,3	0,6—1,4	62—63° с.	45—56° с.	135—44° з. д.	2—33° в. д.
0,1	6,1—8,3	0,9—2,1	58—67	45—56	60° з. д.—5° в. д.	10° з. д.—80° в. д.
1	6,3—9,6	1,9—2,6	59—67	51—63	21—103° в. д.	67—127° в. д.
10	7,7—11,9	1,6—3,0	61—66	49—65	150—169° в. д.	113—175° в. д.

чива, чем φ_1'. В южном полушарии зимой стационарная волна 2 также менее выражена по сравнению с волной 1 (табл. 11.6.2), а фаза φ_2' обнаруживает очень сильные вариации. Максимальные значения A_2', как и в северном полушарии, располагаются несколько ближе к экватору, чем максимальные значения A_1'. Значения A_1' в южном полушарии почти в два раза меньше, чем в северном; значения A_2' в южном полушарии также уступают соответствующим значениям в северном. Фаза φ_1' с высотой смещается к западу, как и в северном полушарии. Секторам полушария с повышенными значениями температуры в стратосфере (уровень 10 гПа) соответствуют в мезосфере (поверхности 0,1—0,01 гПа) районы с пониженными значениями.

Летом амплитуды стационарных волн температуры очень малы, а фазы, по данным CIRA 1986, являются сравнительно устойчивыми только в стратосфере (табл. 11.6.3), например φ_1 на уровне 10 гПа. Большие колебания фазы выше уровня 1 гПа показывают малую климатическую достоверность этих фаз.

Летом фаза φ_2' оказалась устойчивой только на уровне 10 гПа в северном полушарии (173—177° в. д. в зоне 20—50° с. ш. в отдельные месяцы). Диапазон колебаний A_2' достигал 0,38—0,52 °С в зоне 26—33° с. ш. В более высоких слоях, а также в южном полушарии волна 2 неустойчива. Средние поля геопотенциала в страто-мезосфере характеризуются данными табл. 11.6.4 и 11.6.5.

Таблица 11.6.2

Характеристики стационарных волн температуры на среднемесячных картах в отдельные месяцы зимы южного полушария (май—август)

Уровень, гПа	Максимальная амплитуда, °С		Широта максимальной амплитуды		Фаза для 50—70° ю. ш.
	A_1'	A_2'	A_1'	A_2'	
0,01	2,1—4,0	0,5—1,8	57—71° ю.	38—58° ю.	178° в. д.—142° з. д.
0,1	2,3—6,0	0,4—2,1	41—66	34—58	45—108° з. д.
1	3,1—5,3	0,6—2,3	58—63	35—49	24° з. д.—13° в. д.
10	1,9—7,0	0,8—3,3	46—62	35—60	54—92° в. д.

Таблица 11.6.3

Характеристики стационарной волны температуры с волновым числом 1 на среднемесячных картах в отдельные месяцы лета

Уровень, гПа	Максимальная амплитуда A_1'	Широта максимальной амплитуды A_1'	Фаза φ_1' для 20—50° с. ш. и 40—70° ю. ш.
	Северное полушарие, май—август		
1	0,27—0,51	28—41° с.	100—180° з. д.
10	0,51—0,70	26—32	97—112° з. д.
	Южное полушарие, декабрь—февраль		
1	0,18—0,30	45—72° ю.	38—148° в. д.
10	0,51—0,76	53—65	5—41° в. д.

Таблица 11.6.4

Характеристики стационарных волн в поле геопотенциала на среднемесячных картах в отдельные месяцы зимы

Уровень, гПа	Максимальная амплитуда		Широта для максимальной амплитуды		Фаза для 50—70° широты	
	A_1'	A_2'	A_1'	A_2'	φ_1'	φ_2'
	Северное полушарие, ноябрь—февраль					
0,01	18—42	10—23	65—71° с.	45—70° с.	(Разброс)	8° в. д.—27° з. д.
0,1	24—87	8—21	66—70	45—71	111—139° в. д.	2° в. д.—24° з. д.
1	60—93	10—26	65—68	53—71	134—166	1—37
10	58—87	15—39	62—67	62—64	176° в. д.—160° з. д.	13° в. д.—7° з. д.
	Южное полушарие, май—август					
0,01	16—35	7—29	54—73° ю.	39—57° ю.	92° з. д.—32° в. д.	(Разброс)
0,1	21—47	6—25	54—68	34—54	29—51° в. д.	„
1	10—45	6—15	50—76	37—55	54—101	„
10	19—28	2—12	54—68	45—56	144° в. д.—179° з. д.	„

Амплитуда A_1' достигает максимума в субполярных районах. В северном полушарии она значительно меняется с высотой (максимум в верхней стратосфере и значительное уменьшение в верхней мезосфере). В южном полушарии в мезосфере значения A_1' близки к ее значениям в верхней половине стратосферы. Максимальные A_1' в верхней стратосфере север-

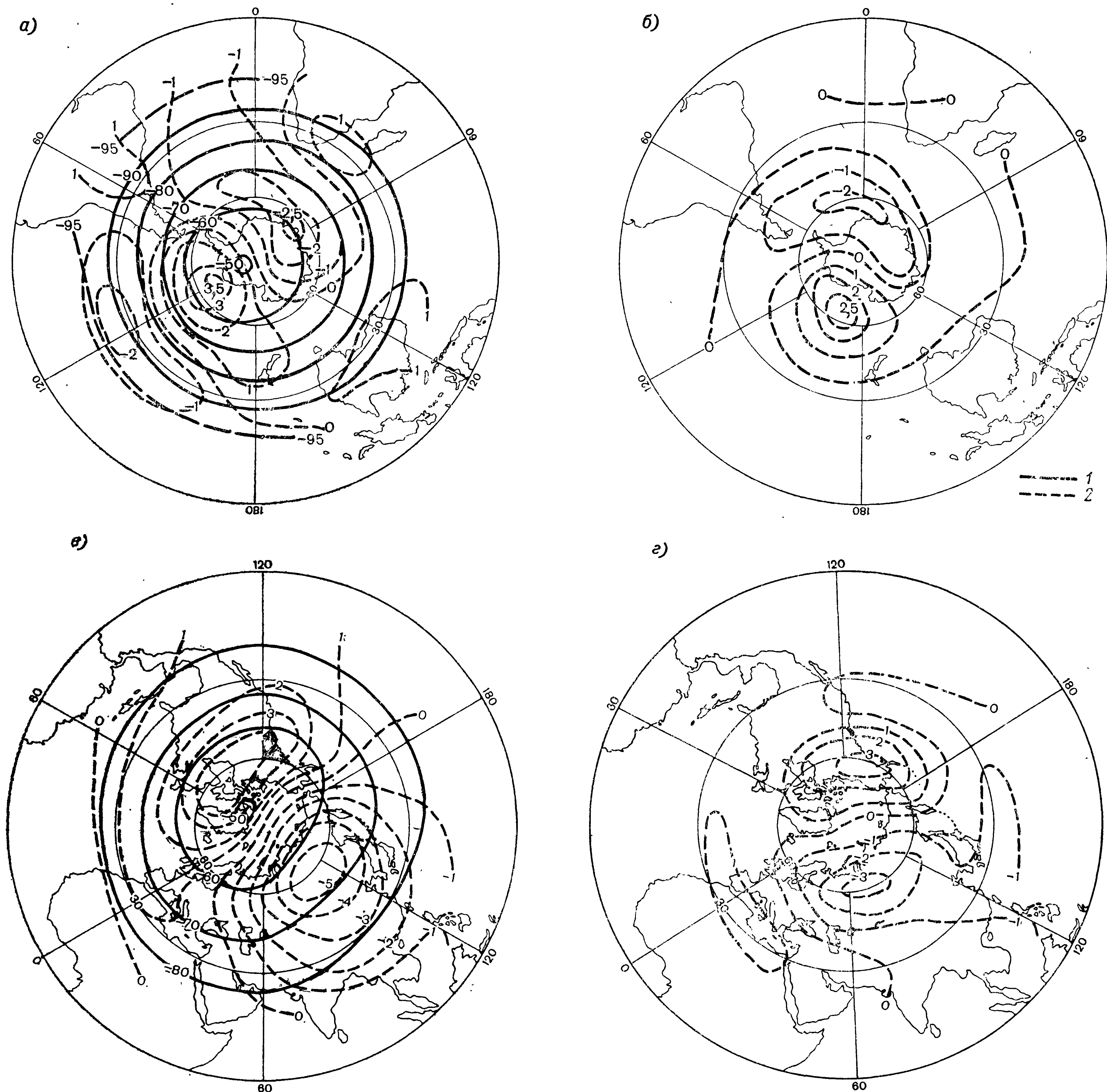


Рис. 11.6.3. Средняя зимняя температура (°С) на уровне 90 км (*1*) и отклонения от среднеширотных значений (*2*) в южном (*а, б*) и северном (*в, г*) полушарии.

а, в — по регрессионному методу; *б, г* — по экстраполированным данным CIRA 1986.

Таблица 11.6.5

Характеристики стационарных волн в поле геопотенциала на среднемесячных картах в отдельные месяцы лета

Уровень, гПа	Максимальная амплитуда		Широта для максимальной амплитуды		Фаза для 20—50° широты	
	A_1'	A_2'	A_1'	A_2'	φ_1'	φ_2'
			Северное полушарие, май—август			
0,01	5,0—14,4	3,6—6,2	34—50° с.	33—43° с.	114—131° з. д.	(Разброс)
0,1	6,8—9,9	3,1—4,8	34—43	28—40	118—140	14° з. д.—11° в. д.
1	5,7—8,0	2,5—3,6	30—49	30—33	123—133	3°з. д.—11° в. д.
10	5,0—5,8	1,4—1,8	24—45	33—50	126—130	4—20
			Южное полушарие, декабрь—февраль			
0,01	4,4—7,6	1,6—4,0	25—57° ю.	20—60° ю.	134° з. д.—153° в. д.	(Разброс)
0,1	3,6—5,1	1,7—3,5	14—80	20—60	128° з. д.—161° в. д.	„
1	2,4—5,8	1,6—2,6	20—80	56—60	113—179° в. д.	„
10	3,1—8,0	1,2—1,8	25—80	55—60	128—166° з. д.	„

ного полушария примерно в три раза больше, чем в южном. В верхней мезосфере значения A_1' в двух полушариях почти выравниваются по величине. С высотой фаза смещается к западу. В стратосфере южного полушария это смещение фазы выражено сильнее.

Амплитуда A_2' в обоих полушариях меньше амплитуды A_1'. Отношение A_1'/A_2' в среднем за зиму составляет 2,5—4,5 сохраняется в течение лета; связанное с ним повышение геопотенциала приходится на восточную часть Тихого океана. В южном полушарии параметры возмущения с волновым числом 1 значительно меняются от одного летнего месяца к другому; минимум A_1 достигается в январе.

В обоих полушариях A_2' летом в 2—3 раза меньше, чем A_1'. Фаза φ_2' в общем неустойчива; однако можно отметить, что максимумы, связанные с волной 2, в северном полушарии

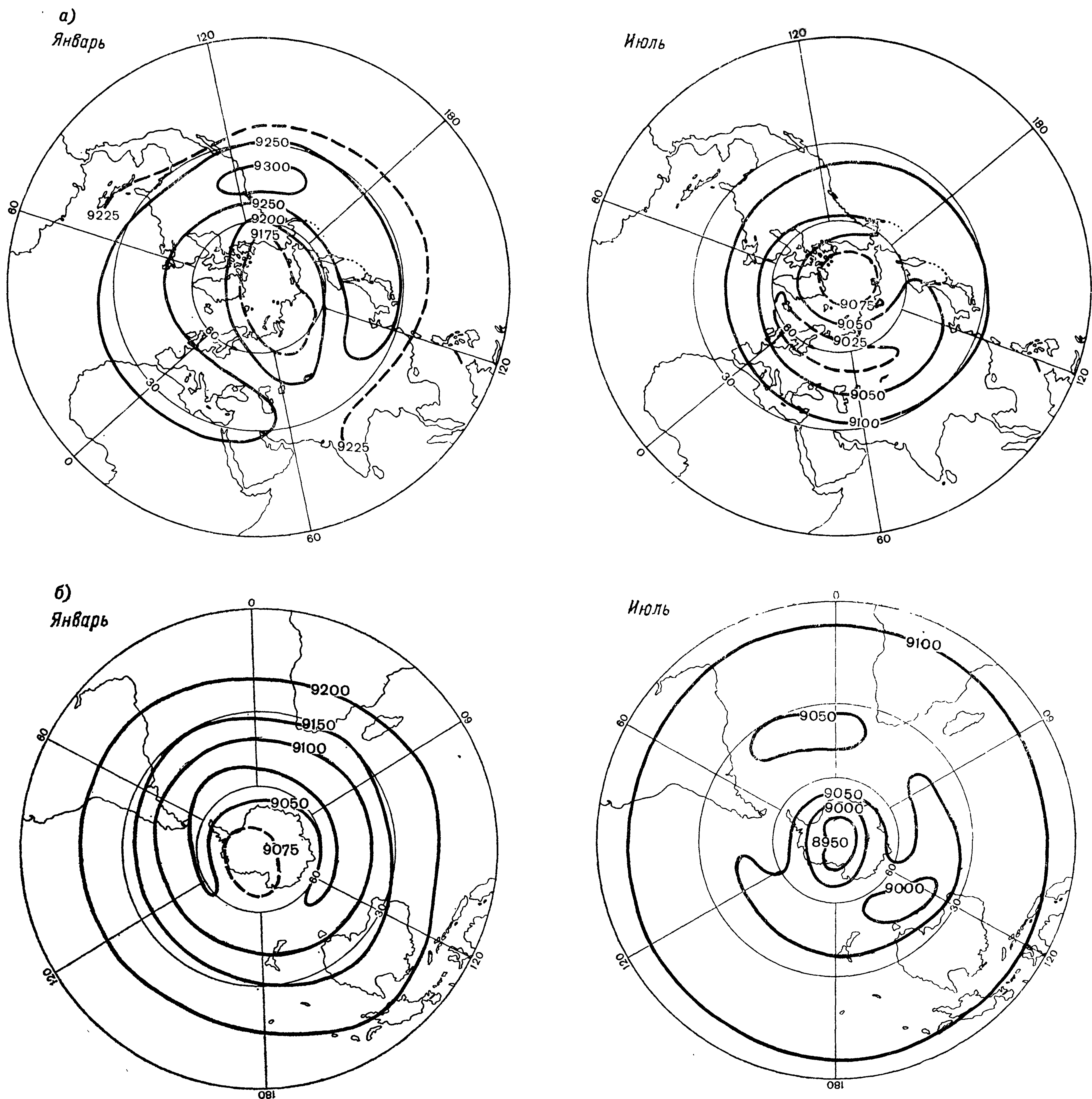


Рис. 11.6.4. Средняя высота (дам) изобарической поверхности 0,001 гПа в северном (*а*) и южном (*б*) полушарии в январе и июле [10, 11].

в стратосфере, а в верхней мезосфере уменьшается до 2 и менее. В северном полушарии фаза φ_2' относительно мало менялась от месяца к месяцу, а в южном полушарии изменения φ_2' в течение зимы были велики на всех уровнях, так что трудно оценить климатологическое положение этой волны в отдельные месяцы. В широтном ходе значения A_2' достигают максимума около 60° с. ш. и 45—50° ю. ш., т. е несколько ближе к экватору, чем максимальные значения A_1.

Летом поле геопотенциала в страто-мезосфере, как и поле температуры, почти не возмущено. В северном полушарии A_1 составляет 5—10 дам, а в южном — в 1,5—2 раза меньше. Однако в северном полушарии это возмущение устойчиво со- наблюдаются чаще всего в районах, близких к гринвичскому меридиану (0 и 180° д.), а в южном полушарии — в районе 50—90° в. д. (и в противоположном секторе Тихого океана).

Для оценки средних полей температуры на высоте более 80 км можно воспользоваться эмпирической зависимостью [13] между температурой на высотах 85 или 90 км и значениями уходящего излучения атмосферы в канале 3000 радиометра PMR [31]. Возможно также экстраполировать вверх значения локальных отклонений температуры ΔT от среднеширотного распределения, которые для страто-мезосферных уровней известны из модели CIRA 1986. В целом поля отклонений, рассчитанных этими двумя способами для уровня 90 км, являются похожими, особенно для лета. Зимой для южного полушария расхождения невелики (рис. 11.6.3 *а, б*),

а в северном полушарии различаются в 1,5—2 раза (рис. 11.6.3 *в, г*). Наблюдаются также определенные различия в положении центров аномалий.

Зимой центр области тепла в нижней термосфере смещен от полюса, что в северном полушарии выражено сильнее, чем в южном. Максимальные отклонения температуры от среднеширотных значений наблюдаются на широтах 60—65°. Они достигают 2—3 °С в южном полушарии и 3—5 °С (в зависимости от способа оценки) в северном. В южном полушарии зимой наиболее теплым (по сравнению с другими районами на той же широте) является тихоокеанский район и прилегающие к нему области Антарктиды, а наиболее холодным — южные части Индийского и Атлантического океанов. В северном полушарии максимальные положительные аномалии в нижней термосфере получены для североамериканского сектора, а отрицательные — для азиатского.

Летом согласно спутниковым данным, отклонение ΔT невелико. В среднем для четырех летних месяцев величина ΔT на уровне 90 км лишь в отдельных районах достигает 1 °С, а на уровне 100 км еще меньше. В северном полушарии район Северной Америки, возможно, несколько теплее Азии. В южном полушарии положительные аномалии локализованы в тихоокеанском секторе, отрицательные — в районе Австралии и Индийского океана. Однако вопрос о реальности полученного распределения требует дополнительного исследования.

На рис. 11.6.4 представлены средние карты топографии поверхности 0,001 гПа, построенные Ю. П. Кошельковым [10, 11, 14] по данным радиометра PMR [31].

Для лета характерно наличие антициклона с центром у полюса и кольцеобразной области пониженного давления на широте 60°. Полярный антициклон на высоте 91—93 км сохраняется в течение четырех месяцев в весенне-летний сезон. В остальное время полярный район (как и средние широты) занят областью циклонического вихря, являющегося продолжением вверх страто-мезосферного циркумполярного вихря. Значения меридиональных градиентов геопотенциала зимой в южном полушарии несколько больше, чем в северном, особенно на 30—40° широты. В северном полушарии зимний полярный вихрь на высоте 91—93 км ограничен областями высокого давления, располагающимися на 30—40° широты. В течение зимы сохраняются гребни над Атлантическим и Тихим океанами и ложбины над Северной Америкой и Азией. В южном полушарии в зимне-весенний сезон A_1' существенно больше A_2', особенно весной в высоких широтах при развитии гребня в южно-американском (и южно-атлантическом) секторе.

11.7. СТРАТОСФЕРНЫЕ ПОТЕПЛЕНИЯ

Как известно, в зимней стратосфере могут возникать внезапные потепления ($\Delta T \approx 60$—80 °С). По классификации ВМО, потепления подразделяются на сильные и слабые. При сильных, в отличие от слабых, происходит смена западного переноса на восточный на уровне 10 гПа. Слабые потепления наблюдаются каждую зиму по несколько раз и часто локализуются в определенном слое, например вблизи стратопаузы. Сильные потепления, как правило, захватывают стратосферу и мезосферу и носят глобальный характер; они наблюдаются не каждую зиму. Продолжительность потепления изменяется от нескольких дней до нескольких недель (табл. 11.7.1 и 11.7.2) [22]. Началом развития зимних потеплений является активизация и продвижение центров высокого давления в средние или высокие широты. Наиболее активным является алеутский (тихоокеанский) антициклон, к северу от которого над Чукоткой и Аляской образуется мощная фронтальная зона. При развитии и продвижении к северу атлантического антициклона возникает фронтальная зона в районе Канады—Гренландии—Скандинавии. В высотных фронтальных зонах скорость ветра достигает 100 м/с и более; в этих зонах, как правило, располагаются центры теплых областей. При сильных потеплениях уменьшаются разности высот между тихоокеанским антициклоном и центром циклонического вихря (табл. 11.7.3). При этом в антициклоне, занявшем полярный район, геопотенциальная высота обычно меньше, а в циклоне больше, чем в период их обычного местоположения при отсутствии потепления.

Выявлено, что в период потепления наблюдается аномальный энергетический цикл. В первой фазе потепления, когда в высоких широтах сохраняется падение температуры к полюсу, наблюдается рост вихревой энергии (кинетической K_E и доступной потенциальной A_E) и ослабление зональной энергии (K_z и A_z). Во второй фазе, когда меридиональный градиент температуры обращается, происходит уменьшение вихревых компонентов энергии, A_z начинает расти.

Развитие страто-мезосферных потеплений оказывает большое влияние на состояние атмосферы в высоких широтах, в частности, меняя коренным образом вертикальное распределение температуры. С учетом этого Международная организация по стандартизации создала отдельные справочные

Таблица 11.7.1

Характеристики стратосферных потеплений за период 1955—1976 гг.

Вид потепления	Годы	Дата начала потепления	Дата максимума потепления	$T_{макс}$ на уровне 10 гПа, °С
Слабое	1955—1956	9 I	20 I	
Сильное	1956—1957	19 I	6 II	—3
	1957—1958	22 I	30 I	—14
Слабое	1958—1959	23 I	28 I	—32
	1959—1960	21 II	24 II	—19
	1960—1961	25 I	28 I	—16
	1961—1962	15 II	17 II	—28
Сильное	1962—1963	18 I	27 I	0
Слабое	1963—1964	27 I	30 I	—23
	1964—1965	30 XII	6 I	—25
Сильное	1965—1966	19 I	31 I	—15
Слабое	1966—1967	29 XII	5 I	—16
Сильное	1967—1968	17 XII	1 I	—15
Слабое	1968—1969	29 XI	14 XII	—16
Сильное	1969—1970	17 XII	2 I	—6
	1970—1971	7 XII	7 I	—8
Слабое	1971—1972	8 II	15 II	—18
Сильное	1972—1973	4 I	6 II	—12
	1973—1974	20 II	3 III	7
	1974—1975	22 II	2 III	—3
Слабое	1975—1976	30 I	6 II	—3

Таблица 11.7.2

Краткая характеристика стратосферных потеплений за период с 1976 по 1986 гг. [22]

Годы	Вид потепления	Период потепления
1976—1977	Слабое	17—25 XI
		15 XII—20 I
	Сильное	20 II—15 III
1977—1978	Слабое	1—10 I
	Сильное	25 I—6 II
	Слабое	8—20 III
1978—1979	Слабое	1—10 I
		25 I—12 II
	Сильное	21 II—5 III
1979—1980	Слабое	10—16 I
		20 II—15 III
1980—1981	Слабое	22 I—20 II
	Сильное	10—20 III
1981—1982	Слабое	1—15 I
		23—30 I
		9—17 II
		22 II—4 III
1982—1983	Слабое	27 XII—6 I
		19 I—10 II
	Сильное	21 II—10 III
1983—1984	Слабое	10—20 XII
		28 XII—5 I
		12—22 I
	Сильное	28 I—5 III
1984—1985	Слабое	7—12 XII
	Сильное	27 XII—10 I
1985—1986	Слабое	17 XII—21 I
		11—24 II
		9—18 III

Таблица 11.7.3

Средние месячные разности геопотенциальных высот (дам) между центром тихоокеанского антициклона и центром циклонического вихря на уровне 10 гПа

Год	Декабрь	Январь	Февраль	Год	Декабрь	Январь	Февраль
1959-60	225	282	249	1974-75	283	225*	222
1960-61	276	250	261	1975-76	280	316	325
1961-62		343	284	1976-77	281	150*	196*
1962-63	294	285	140*	1977-78	270	306	254*
1963-64	267	378	340	1978-79	278	319	292
1964-65	237	319	291	1979-80	290	315	305
1965-66	335	296	264	1980-81	278	333	247*
1966-67	299	321	320	1981-82	319	325	273
1967-68	199*	191*	249	1982-83	302	342	277
1968-69	263	211	341	1983-84	276	312	301*
1969-70	280	155*	153*	1984-85	280	144*	121*
1970-71	282	236	180	1985-86	287	330	300
1971-72	276	288	277	1986-87	287	284	124*
1972-73	268	287	130*	1987-88	174*	270	326
1973-74	255	322	332				

Примечание. Знаком «*» помечены месяцы с сильным потеплением.

модели для холодного и теплого режима полярной страто-мезосферы зимой (табл. 11.7.4) [29].

Как подтверждают проведенные расчеты эксцесса и асимметрии эмпирических распределений, вследствие стратосферных потеплений нарушается нормальный закон распределения метеорологических элементов.

Таблица 11.7.4

Значения температуры в декабре—январе на широте 80° для холодных и теплых стратосферных и мезосферных режимов, разработанные в ЦАО для ИСО [2, 20]

Режим	*H*, км							
	10	20	30	40	50	60	70	80
Холодный	214,7	213,7	220,7	227,6	243,0	248,4	236,7	224,9
Теплый	212,6	201,2	223,8	267,7	257,3	243,9	218,4	205,2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Атлас высотных карт слоя 35—60 км. Вып. 1—26. — М.: Гидрометеоиздат, 1973—1987.
2. Атмосферы справочные. Параметры, ГОСТ 24631—81. — М., 1982. — 30 с.
3. Бугаева И. В., Рязанова Л. А. Весенние процессы в стратосфере и мезосфере. — Метеорология и гидрология, 1985, № 12, с. 97—99.
4. Бугаева И. В., Рязанова Л. А. Особенности стратосферных процессов в 20 и 21 циклах солнечной активности. — Труды ЦАО, 1986, вып. 166, с. 61—65.
5. Бутко А. И., Кошельков Ю. П., Тарасенко Д. А. Построение и анализ средних месячных карт геопотенциала для средней мезосферы в северном полушарии. — В кн.: Гелиофизические и метеорологические эффекты в ионосфере. Алма-Ата: Наука, 1982, с. 22—32.
6. Воскресенский А. И., Свешников А. М., Статистическая оценка температурного режима атмосферы над Антарктидой. — В кн.: Исследования климата Антарктиды. Л.: Гидрометеоиздат, 1980, с. 128—131.
7. Гайгеров С. С. Исследования синоптических процессов в высоких слоях атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 250 с.
8. Кошельков Ю. П. Циркуляция и строение стратосферы и мезосферы в Южном полушарии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 168 с.
9. Кошельков Ю. П. Уточненные эмпирические модели стратосферы и мезосферы южного полушария. — Антарктика, 1984, вып. 23, вып. с. 22—34.
10. Кошельков Ю. П. Средние карты барической топографии для нижней термосферы южного полушария. — Антарктика, 1985, вып. 24, с. 29—42.
11. Кошельков Ю. П. Средние поля давления и геострофическая циркуляция в метеорной зоне. — Метеорология и гидрология, 1986, № 7, с. 17—25.
12. Кошельков Ю. П. Средняя зональная циркуляция атмосферы над южным полушарием в слое 20—100 км (по данным эмпирических моделей). — Антарктика, 1988, вып. 27, с. 22—31.
13. Кошельков Ю. П. Средние поля температуры в нижней термосфере южного полушария. — Антарктика, 1988, вып. 27, с. 32—42.
14. Кошельков Ю. П., Бутко А. И., Ковшова Е. Н. Среднее распределение геопотенциала для нижней термосферы южного полушария. — Антарктика, 1987, вып. 26, с. 30—36.
15. Кошельков Ю. П., Ковшова Е. Н., Федоров В. В. Внутримесячная изменчивость температуры и скорости ветра в страто-мезосфере южного и северного полушария.— Антарктика, 1987, вып. 26, с. 37—41.
16. Лаутер Э. А., Тарасенко Д. А., Энтциан Г. Изменчивость сроков весенних перестроек циркуляции. — Метеорология и гидрология, 1983, № 8, с. 10—14.
17. Метеорология верхней атмосферы Земли. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
18. Минина Л. С., Петросянц М. А., Портнягин Ю. И. Сезонные перестройки циркуляции в метеорной зоне (80—100 км) и их связь с процессами в стратосфере. — Метеорология и гидрология, 1981, № 9, с. 5—11.
19. Пановский Г. А., Брайер Г. В. Статистические методы в метеорологии.— Л.: Гидрометеоиздат, 1972.— 209 г.
20. Тарасенко Д. А. Стандартная атмосфера.— Труды ЦАО, 1971, вып. 119, с. 119—136.
21. Тарасенко Д. А., Лаутер Э. А., Энтциан Г., Грайзигер К. М. Сезонные перестройки в стратосфере и мезосфере.— В кн.: Исследования верхней стратосферы Земли. Л.: Гидрометеоиздат, 1984, с. 118—127.
22. Тарасенко Д. А. Строение и циркуляция стратосферы и мезосферы северного полушария. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988. — 287 с.
23. Barnett J. J., Corney M. Middle atmosphere reference model derived from satellite data.— Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 47—85.
24. Barnett J. J., Corney M. Planetary waves. Climatological distribution. — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 86—137.
25. Barnett J. J., Corney M., Labitzke K. Annual and semiannual cycles based on the middle atmosphere reference model.— Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 175—180.
26. Cole A. E., Kantor A. J. Air force reference atmospheres. — Air Force Surveys in Geophys., 1978, N 382, 78 p.
27. COSPAR International Reference Atmosphere 1972. CIRA 1972. — Berlin: Akad. Verlag, 1972. — 450 p.
28. Fleming E. L., et al. Monthly mean global climatology of temperature, wind, geopotential height, and pressure for 0—120 km. — NASA Tech. Memo. 100697, 1988. — 58 p.
29. International Standard ISO 5878—1982. Reference Atmospheres for aerospace use. 1983, 39 p.
30. Koshelkov Yu. P. Observed wind and temperatures in the southern hemisphere. — Handbook for MAP, 1985, v. 16. p. 15—35.
31. Labitzke K., Barnett J. J. Review of the radiance distribution in the upper mesosphere as observed from the Nimbus 6 PMR. — Plan. Space Sci., 1981, v. 29, N 6, p. 673—685.
32. Manson A. H. et al. Mean winds in the upper middle atmosphere (60—100 km): A global distribution from radar systems (M. F., meteor, VHF). — Handbook for MAP. 1985, v. 16, p. 239—268.
33. Portnyagin Yu. I., Solovjeva T. V. The global model of circulation and temperature for the upper mesosphere — lower thermosphere region.— Preprint to XXVI COSPAR Meeting. Toulouze, 1986.— 21 p.

Глава 12. ЭМПИРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ

12.1. КРАТКИЙ ОБЗОР СТАНДАРТНЫХ И СПРАВОЧНЫХ АТМОСФЕР

Данные ракетных измерений послужили основой для построения всех без исключения стандартных и справочных атмосфер в области высот 30—100 км, применяемых в настоящее время. Начало работ по стандартизации параметров атмосферы относится к 20-м годам нашего столетия, когда Национальный консультативный комитет по авиации в США и Международная комиссия по аэронавигации в Европе разработали первую стандартную атмосферу. Последующее развитие указанных работ велось как международными организациями, так и отдельными странами [10—13, 63, 71, 76—77].

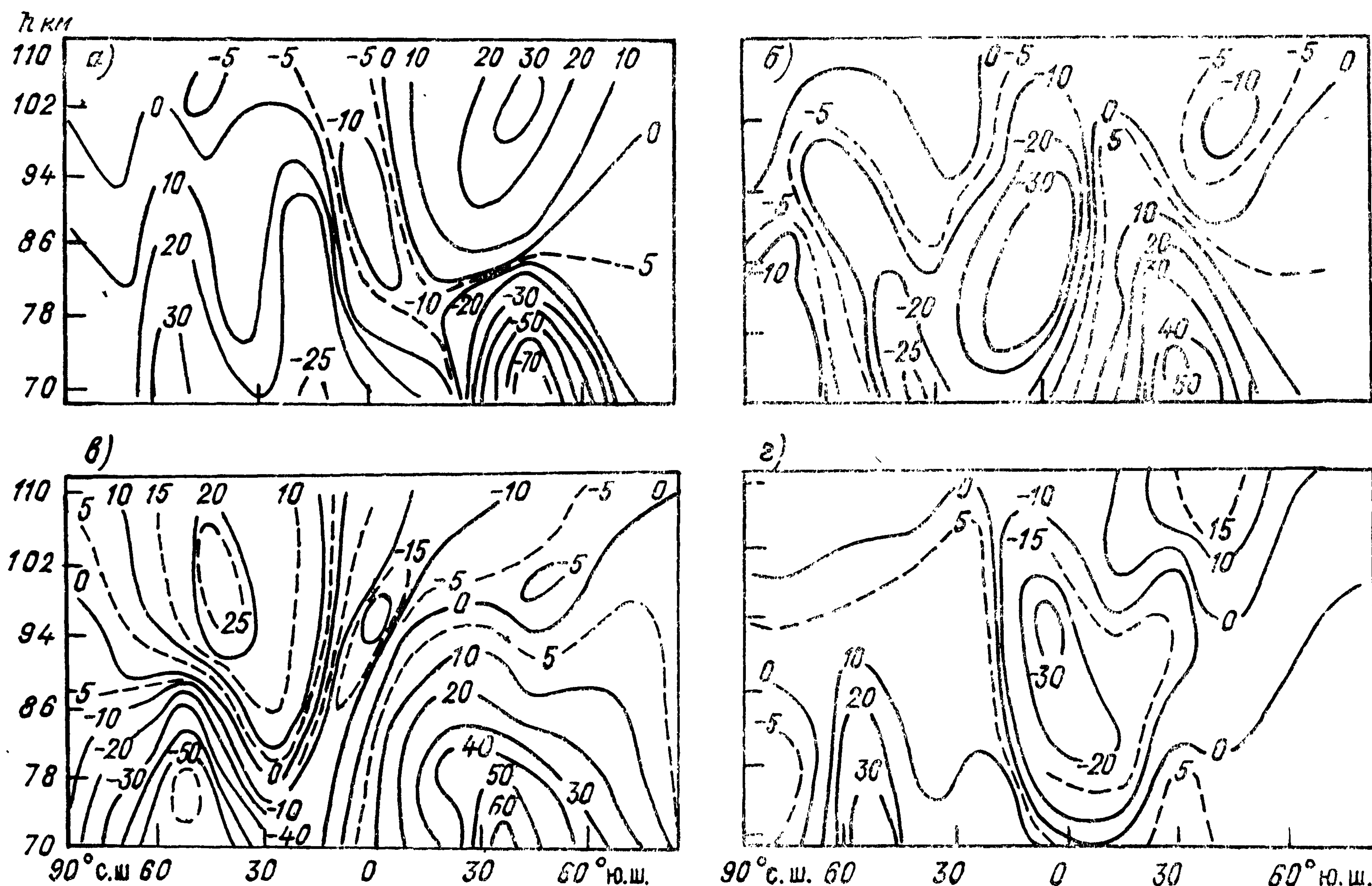


Рис. 12.1.1. Высотно-широтная структура зональной составляющей скорости (м/с) ветра в слое 70—110 км.

а — январь, *б* — апрель, *в* — июль, *г* — октябрь. Положительные значения — западный ветер.

В 1970 г. Комиссия по атмосферным наукам Всемирной метеорологической организации определила стандартную атмосферу как «...гипотетическое вертикальное распределение температуры, давления и плотности воздуха в атмосфере, которое по международному соглашению представляет среднегодовое и среднеширотное состояние...» [46]. Другой смысл имеют справочные атмосферы, являющиеся обобщением наших знаний о пространственно-временнóм распределении термодинамических параметров, составляющих скорости ветра и их изменчивости [14, 47—48, 51, 64].

В период 1960—1972 гг. Комитет по космическим исследованиям (КОСПАР) при Международном совете научных союзов подготовил три справочные атмосферы: CIRA 1961, CIRA 1965 и CIRA 1972. Во второй части CIRA 1972 [51] приведены сведения о среднем распределении термодинамических параметров и зональной составляющей скорости ветра для каждого месяца года с шагом по высоте 5 км. Значения температуры, давления и плотности даны для высотного интервала 25—110 км в широтном диапазоне 0—70°. Расчет осуществлялся по материалам станций ракетного зондирования, расположенных как в северном, так и в южном полушарии. Ограниченный объем имеющейся информации не позволил составителям CIRA 1972 отразить долготные и межполушарные различия, которые, как показали последующие исследования, довольно существенны [6, 21, 67].

Более полно в CIRA 1972 представлены данные о среднем распределении зональной составляющей скорости ветра, особенно в слое 25—60 км. Во-первых, разработаны две модели — отдельно для северного и южного полушария. Во-вторых, в модели для северного полушария в какой-то мере отражены незональные особенности распределения ветра в холодное полугодие. Следует, правда, отметить, что долготные неоднородности характеризуются лишь двумя меридиональными разрезами, построенными по данным ракетного зондирования в Северной Америке и Европе.

К сожалению, в справочной атмосфере CIRA 1972, полностью отсутствуют сведения об изменчивости метеорологических параметров средней атмосферы и практически ничего не сказано о распределении меридиональной составляющей скорости ветра. Позднее на основе ракетных данных была построена справочная зонально-осредненная модель температуры и зональной составляющей ветра в южном полушарии в диапазоне высот 20—80 км [23, 67]. Эта модель выявляет существенные различия между среднезональными состояниями атмосферы в северном и южном полушарии в один и тот же сезон.

Модели, разработанные для использования авиацией США [48], описывают вертикальные распределения температуры, давления и плотности воздуха от уровня моря до высоты 90 км для каждого месяца года от экватора до полюса (на полюсе вертикальные профили ограничены высотой 50 км). Как и CIRA 1972, данные модели являются по существу зональными. Лишь для января сделана попытка отразить долготные вариации в распределении температуры в слое 0—54 км. С этой целью приведены вертикальные разрезы температуры вдоль трех меридианов: 10, 100 и 140° з. д. Поскольку, по мнению авторов [48], во внетропических широтах распределение термодинамических параметров может отличаться от нормального закона, в моделях представлены их медианные значения, а также указаны верхние и нижние

пределы, соответственно превышенные или достигнутые в 1, 10 и 20 % случаев наблюдений. Изменчивость температуры и плотности зимой характеризуется, кроме того, специальными моделями «теплой» и «холодной» стратосферы в высоких широтах северного полушария. Несмотря на то что эти модели основаны на ограниченном объеме ракетной информации, они все же дают определенное представление о возможных колебаниях указанных параметров в периоды стратосферных потеплений и похолоданий. Впервые идея построения вертикальных профилей температуры, соответствующих «теплым» и «холодным» режимам зимней стратосферы, была реализована при разработке дополнений к стандартной атмосфере США еще в середине 60-х годов [76]. По данным ракетного зондирования на о. Хейса, подобные модели для 80° с. ш. были подготовлены советскими специалистами и получили одобрение Международной организации по стандартизации (ИСО) [20]. По своей структуре и содержанию справочная атмосфера [48] очень близка к международному стандарту ИСО 5878 [64], которому полностью соответствует ГОСТ 24631—81 [14].

На основе ракетной информации разработан также ряд региональных эмпирических моделей структуры и циркуляции средней атмосферы. В качестве примера можно привести работы [5, 34, 40, 57—58], в которых представлены характеристики распределения температуры и скорости ветра в пунктах расположения станций ракетного зондирования для различных сезонов.

Существенный вклад в исследование динамических процессов в высоких слоях атмосферы внесло развитие наземных радиолокационных методов. Первые измерения скорости ветра с помощью РЛС были осуществлены в 40-х годах на основе прослеживания ионизированных метеорных следов (метод Д2) и регистрации дрейфа ионосферных неоднородностей (метод Д1) [18, 19]. Довольно быстро эти методы получили широкое распространение и до сих пор используются в различных странах для изучения циркуляции в нижней термосфере.

Для слоя 70—110 км построена глобальная эмпирическая модель среднего распределения составляющих скорости ветра в зональном приближении [73, 74]. На рис. 12.1.1 в качестве примера приведено распределение зональной составляющей в слое 70—110 км. В работах [6, 27, 51] приведены схемы термобарических и циркуляционных систем, наблюдающихся на высотах 80—100 км в различные сезоны.

12.2. СПРАВОЧНАЯ АТМОСФЕРА, ПОСТРОЕННАЯ НА ОСНОВЕ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ

Вплоть до настоящего времени рекомендованной к использованию остается справочная модель CIRA 1972 [51]. Эта зональная модель проверялась на основе ракетных и спутниковых данных в 70-е годы и пользуется широким признанием у мировой научной общественности. Одновременно были выяснены пределы ее применимости и недостатки. Практически она является моделью западного полушария, хотя и были сделаны попытки дать средние характеристики по «восточному меридиану». Более полно это сделано для зональной компоненты ветра. Оставался все же открытым вопрос о возможности описания незональных особенностей вдоль круга широты с помощью двух меридианов. Модель не описывала поведения метеорологических параметров между полюсами и широтами 70°. По существу, это была модель северного полушария. Для южного полушария предлагалось использовать модель северного полушария со сдигом на шесть месяцев. К недостаткам модели CIRA 1972 можно отнести отсутствие данных о меридиональной компоненте ветра и оценки среднеквадратических отклонений от модели, которые можно рассматривать как меру изменчивости атмосферных параметров.

В значительной степени многие из указанных недостатков модели CIRA 1972 снимаются в первой модели, построенной по спутниковым данным [43, 44]. Она состоит из двух частей: в первой [43] представлена зональная модель, во второй [44] модель немигрирующих планетарных волн с долготными числами $s = 1, 2$. Данные модели дают глобальное покрытие от 80° ю. ш. до 80° с. ш. в диапазоне от подстилающей поверхности до высоты 80 км.

Из всех спутниковых приборов термического зондирования авторы модели использовали приборы SCR и PMR, которые давали глобальное покрытие по сфере. Первый прибор измерял температуру в высотном диапазоне 15—55 км с января 1973 г. по декабрь 1974 г., второй — в диапазоне высот 30—80 км с июня 1975 г. по июль 1978 г. В силу временно́го разрыва между сроками работы двух приборов и их систематических различий была предложена методика сшивания данных в области их перекрытия по высоте.

Авторы вынуждены были отказаться от использования данных приборов LIMS и SAMS. Первый действовал в ограниченной области от 67° ю. ш. до 84° с. ш. и по времени менее года, с октября 1978 г. по май 1979 г. Второй имел еще более ограниченную область от 50° ю. ш. до 70° с. ш., но более длительный период измерений — с октября 1978 г. по декабрь 1981 г. Авторы модели решили использовать данные приборов LIMS и SAMS для контроля своей модели. Новым при построении модели по спутниковым данным было использование разложения в ряд Фурье по долготе с учетом зональных волновых чисел $s = 1, 2$.

Опорным уровнем модели была поверхность 30 гПа. Трехмерное поле геопотенциальной высоты рассчитывалось по данным о температуре путем интегрирования от уровня 30 гПа вверх с использованием уравнения гидростатики. Поверхность 30 гПа по северному полушарию обеспечивалась картами, построенными в Западном Берлине, по южному полушарию — по данным [65]. Последние были использованы с января 1968 г. по декабрь 1972 г., т. е. для периода, отличного от периода спутниковых измерений. Поэтому ежедневные данные осреднялись за месяц и использовались в качестве среднемесячных данных. Для того чтобы включить в модель данные от земной поверхности до уровня 30 гПа, использовались климатологические данные Оорта [72] для слоя 900—50 гПа. Для контроля построенной модели проводились сравнения среднезональных значений температуры по модели и по данным Университета в Западном Берлине. Было проведено также сравнение сезонного хода геопотенциальной высоты и температуры на стратосферных и мезосферных уровнях, полученных по модели с данными американских и советских ракет. Авторы [43, 44] полагают, что было достигнуто хорошее согласие. Однако высотно-широтный разрез разностей температур для января, полученных по данным модели и осреднением данных модели SAMS за 1979, 1980 и 1981 гг., обнаруживает существенные различия.

Авторы работ [43, 44] также сравнивали свою модель с зональной моделью Ю. П. Кошелькова [67] и нашли удовлетворительное согласие. Зональная модель [43] состоит из двух частей. В первой температура, геопотенциальная высота и геострофическая зональная компонента ветра представлены как функция давления с шагом по высоте, соответствующим высотному интервалу в половину локальной высоты однородной атмосферы, и шагом по широте, равным 10°, от 80° ю. ш. до 80° с. ш. Данные о геострофическом ветре даны в интервале широт 70—20° для каждого полушария. Во второй части температура, давление и плотность представлены как функция геометрической высоты с шагом 5 км. Для температуры от земной поверхности до высоты 80 км, для давления и плотности интервал высот составил 20—80 км.

Модель немигрирующих планетарных волн [44] представлена как функция давления с тем же шагом, что и для зональной модели в виде амплитуд и фаз температуры и геопотенциальной высоты волн с $s = 1, 2$.

12.3. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО АНАЛИТИЧЕСКОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СПРАВОЧНЫХ АТМОСФЕР

В рассмотренной выше справочной атмосфере, построенной по данным термического зондирования со спутников, использовались элементы аналитического подхода [43, 44]. Значения температуры и геопотенциальной высоты раскладывались в ряд Фурье по долготе. Однако эта справочная атмосфера по существу четырехмерна: высота, месяц года и две географические координаты. Возникает вопрос: а почему не разложить метеорологический параметр в четырехмерный ряд. При ограниченности числа базисных функций по каждой из переменных может оказаться, что объем четырехмерной матрицы коэффициентов будет значительно меньше объема четырехмерной матрицы значений метеорологического параметра, т. е. достигается экономия в записи модели. Поскольку такой подход к созданию справочных атмосфер развит недавно и имеющиеся публикации [9, 38] труднодоступны для читателя, кратко проанализируем аппарат аналитического описания на основе одномерной модели. Необходимо аналитически описать эмпирически измеренную в отдельных точках x_i функцию $f(x_i)$. Пусть этих точек будет n. Аппроксимацию

измеренной (восстановленной) функции в любой точке можно представить в форме

$$\tilde{f}(x)=\sum_{i}^{N} a_i F_i(x), \quad N<n, \qquad (12.3.1)$$

где F_i — независимые базисные функции.

Такое представление математики называют линейной регрессией. Задача определения коэффициентов регрессии a_i сводится к минимизации суммы квадратов невязок между фактическими данными $f(x_j)$ и их представлением в тех же точках, т. е. минимизацией функционала:

$$E=\sum_{j}^{n}[f(x_j)-\tilde{f}(x_j)]^2. \qquad (12.3.2)$$

Осуществление этой процедуры приводит к следующему выражению для a_i:

$$a_i=\sum_{k}^{N}\alpha_{ik}^{-1}\sum_{j}^{n} f(x_j)F_k(x_j). \qquad (12.3.3)$$

Здесь

$$\alpha_{ik}=\sum_{j}^{n}F_i(x_j)F_k(x_j).$$

Использование в (12.3.3) обращенной матрицы α_{ik}^{-1} ставит определенные условия, когда такое обращение возможно. Допустим пока, что оно возможно. Подставим (12.3.3) в (12.3.1). Тогда

$$\hat{f}(x)=\sum_{j}^{n}h(x, x_j)f(x_j). \qquad (12.3.4)$$

Величина

$$h(x, x_j)=\sum_{i}^{N}\sum_{k}^{N}\alpha_{ik}^{-1}F_i(x)F_k(x_j)$$

зависит лишь от расположения станций, числа и вида базисных функций.

По своему смыслу это весовые коэффициенты, определяющие вклад данного измерения $f(x_j)$ в формирование величины $\hat{f}(x)$. Надо иметь в виду, что величины $f(x_j)$ отягощены ошибками. Мерой близости восстановленной функции $\hat{f}(x_j)$ к значениям $f(x_j)$ является среднеквадратичная невязка

$$\sigma_H=\sqrt{\frac{1}{n-N-1}\sum_{j}^{n}[f(x_j)-\tilde{f}(x_j)]^2}. \qquad (12.3.5)$$

При увеличении числа базисных функций $\sigma_н$, вообще говоря, падает. Но если одну из точек убрать, оставив $n-1$, то восстановленная функция $\hat{f}(x_j)$ может дать существенное отличие от исходного $\hat{f}(x_j)$. В этом случае говорят о неустойчивости восстановленной функции. Эта неустойчивость проявляется сильнее при увеличении числа базисных функций. Нам необходимо найти компромисс в выборе числа функций. Надо брать много функций, чтобы уменьшить $\sigma_н$, но не слишком много, чтобы не возникла неустойчивость. Мерой неустойчивости служит величина

$$\sigma_y=\frac{1}{n}\sum_{k}^{n}\sqrt{\frac{1}{n-N-2}\sum_{j\,(j\neq k)}^{n}[f(x_j)-\tilde{f}_k(x_j)^2]}.$$

Здесь индекс k соответствует удалению k-й станции и σ_y находится как среднее от всех вариантов последовательного удаления каждой из станций. Этот критерий был предложен В. Н. Вапником [4] и носит название «скользящий контроль». Обобщение одномерного случая на многомерный не представляет особого труда. Для четырехмерного случая запись будет выглядеть так:

$$\Psi(\varphi, \lambda, z, t)=\sum_{i}^{I}\sum_{j}^{J}\sum_{m}^{M}\sum_{n}^{N}a_{ijmn}\Phi_i(\varphi)\times$$
$$\times\Lambda_j(\lambda)Z_m(z)T_n(t).$$

Минимизируемый функционал выглядит в этом случае

$$E=\sum_{i'}^{I'}\sum_{j'}^{J'}\sum_{m'}^{M'}\sum_{n'}^{N'}\left[\Psi(\varphi_{i'}, \lambda_{j'}, z_{m'}, t_{n'})-\right.$$
$$\left.-\hat{\Psi}(\varphi_{i'}, \lambda_{j'}, z_{m'}, t_{n'})\right]^2.$$

Условия минимума

$$\frac{\partial E}{\partial a_{i'j'm'n'}}=0.$$

Необходимо перебирать все индексы. Анализ показывает, что преобразованная величина $\hat{\Psi}$ может быть выражена в виде

$$\hat{\Psi}(\varphi, \lambda, z, t)=\sum_{m}^{M'}\sum_{n}^{N'}\sum_{i}^{I'}\sum_{j}^{J'}\hat{Z}(z, z_m)\hat{T}(t, t_n)\times$$
$$\times\hat{\Phi}(\varphi, \varphi_i)\hat{\Lambda}(\lambda, \lambda_j)\Psi(z_m, t_n, \varphi_i, \lambda_j)$$
$$(I<I', J<J', M<M', N<N'). \qquad (12.3.6)$$

Здесь

$$\hat{Z}(z, z_m),\ \hat{T}(t, t_n),\ \hat{\Phi}(\varphi, \varphi_i)\ \text{и}\ \hat{\Lambda}(\lambda, \lambda_j)\ —$$

весовые коэффициенты, определенные одномерными выражениями (12.3.4). Это очень важное обстоятельство, позволяющее строить $\hat{\Psi}(\varphi, \lambda, z, t)$ путем последовательного восстановления по аргументам. При этом очередность восстановления по аргументам может быть любой.

12.4. АНАЛИТИЧЕСКАЯ СПРАВОЧНАЯ АТМОСФЕРА

В аналитическом подходе, описанном в п. 1.2.3, недостает еще многого. Прежде всего необходимо выбрать вид базисных функций. Для описания временны́х (сезонных) изменений и долготной зависимости этот выбор очевиден: тригонометрические функции. Это определяется периодическим характером изменения метеорологических параметров по этим переменным. Весьма широкий выбор вида базисных функций по высоте. Авторы модели, предложенной в [9], остановились на полиномах Лежандра. Если высотная область справочной атмосферы L[км], то в качестве аргумента для этих функций выбирается величина $\left(z-\frac{L}{2}\right)\Big/\frac{L}{2}$, меняющаяся от -1 до 1. Многочисленные расчеты показали, что для описания годового хода достаточно ограничиться пятью функциями: единицей и синусами и косинусами с годовым и полугодовым периодом. Несколько сложнее выбор базисных функций по широте. Для описания среднезональной части метеорологических параметров выбираются полиномы Лежандра, а для описания незональной части присоединенные полиномы Лежандра $P_n^s(\theta)$. Для того чтобы исключить влияние одного полушария на другое при глобальном описании было решено описывать каждое полушарие в отдельности. Долготные различия метеорологических параметров вдоль экватора, как правило, малы. С учетом этого было решено априорно в модели полагать экватор изолинией. По существу это математическое выражение гипотезы о динамическом невзаимодействии полушарий. Это позволяло из всех присоединенных полиномов Лежандра отобрать половину, а именно антисимметричные относительно экватора. Синоптический опыт показывал, что при осреднении за много лет единственно значимым зональным волновым числом является $s=1$. В метеорологических полях отдельных лет четко проявляется наличие волны с $s=2$. Но фаза этой волны от года к году занимает случайное положение, а потому при многолетнем осреднении ее роль практически исчезает. В модели из [43, 44] использовались числа $s=1$ и 2, но амплитуда волны с $s=2$ нигде не превышала 30 % от амплитуды волны с $s=1$. Данные в справочной атмосфере из [13, 14] осреднялись в стратосфере за два года, а в мезосфере за три, что по существующим представлениям климатологов явно недостаточно для климатологического усреднения. Таким образом, и синоптические соображения, и результаты справочной атмосферы [44] указывают на возможность ограничиться волновыми числами $s=0$ и 1.

Были опасения, что использование большого количества сферических функций при наличии лишь чуть более 20 станций ракетного зондирования в северном полушарии приведет к неустойчивости восстановленных полей. Поэтому решили остановиться лишь на пяти сферических функциях: $P_0(\theta)$, $P_1(\theta)$, $P_2(\theta)$, $P_2'(\theta)\cos\lambda$, $P_2'(\theta)\sin\lambda$. Дальнейший опыт показал, что этот выбор обеспечивает очень большую устойчивость восстановления и дает приемлемую среднеквадратическую невязку (табл. 12.4.1). Некоторое увеличение невязок на высоте

Таблица 12.4.1

Среднеквадратические отклонения восстановленных значений метеорологических параметров от результатов измерения на станциях ракетного зондирования

H км	Январь				Июль			
	σT °C	$\sigma p/p$, $\sigma\rho/\rho$	$\sigma v_м$ м/с	$\sigma v_з$ м/с	σT °C	$\sigma p/p$, $\sigma\rho/\rho$	$\sigma v_м$ м/с	$\sigma v_з$ м/с
30	1,7	0,010	2,6	5,1	0,7	0,010	0,7	1,2
40	2,4	0,010	2,6	5,6	0,7	0,010	0,5	1,4
50	1,5	0,020	2,6	6,4	0,7	0,010	2,2	3,4
60	3,5	0,020	5,5	7,3	1,7	0,015	3,6	4,2
70	3,9	0,025	5,3	9,2	2,2	0,010	1,6	5,8
80	2,0	0,025	4,8	9,8	2,6	0,010	8,8	8,7

80 км, вероятно, связано с меньшим объемом данных и меньшим числом станций для этих высот. Те же сферические функции использовались для описания компонент ветра. Выбор сферических функций для описания скалярных полей (p, ϱ, T) является удобным, но плохо применим для векторных полей, каким является ветер, особенно в окрестности полюсов. Можно полагать, что в зоне от 70° ю. ш. до 70° с. ш. качество описания ветра является приемлемым.

В этой модели дано распределение давления, плотности, температуры, зональной и меридиональной составляющих ветра, среднеквадратических отклонений для каждого из пяти перечисленных выше параметров.

Для южного полушария число ракетных станций явно недостаточно, поэтому по данным прибора PMR на спутнике «Нимбус-7» за три года находились температуры на высотах 30—80 км. Далее эти данные согласовывались с аэрологическими данными и со средними профилями ближайших ракетных станций. Такие профили были взяты в 20 точках (условных станциях), равномерно расположенных в южном полушарии, и далее повторялась процедура обработки, принятая для северного полушария. Естественно, что модель для южного полушария представляет ветер лишь в геострофическом приближении. Изменчивость характеризуется распределением средних квадратических отклонений в северном полушарии со сдвигом в шесть месяцев. Справочная атмосфера может давать данные на каждом километре высоты от 30 до 100 км в произвольной географической точке на любой день года. В последнем случае имеется в виду, что данные усреднены за месячный период, центром которого является выбранный день. Справочная атмосфера дается в виде комплекса программ на языке PL-1. Программное обеспечение позволяет получить любое двумерное сечение для любого параметра четырехмерной справочной атмосферы в виде таблицы или графика.

12.5. УТОЧНЕННАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ СПРАВОЧНАЯ АТМОСФЕРА СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ

Изложенное в п. 1.2.4 аналитическое описание справочной атмосферы обладало избыточной устойчивостью. Наличие лишь двух тессеральных сферических функций делало фазу незональных возмущений независимой от широты. Следовательно, вихревые меридиональные потоки импульса и тепла для этой модели будут независимыми от широты, что далеко от реальности [56]. Для того чтобы модель могла описывать указанные выше величины в соответствии с реальностью, необходимо было увеличить число тессеральных функций. Устойчивость восстановления позволила поднять общее число сферических функций до девяти, при этом несколько уменьшилась среднеквадратическая невязка. Одновременно было решено пересмотреть вид базисных функций для описания поля ветра. Для описания зональной части зональной компоненты ветра удобно выбрать функции $P_0 - P_2$, $P_2 - P_4$, $P_4 - P_6$ и т. д. Для описания зональной части меридиональной компоненты ветра — функции $P_1 - P_3$, $P_3 - P_5$, $P_5 - P_7$ и т. д. Такой выбор связан с тем, что зональная часть зональной компоненты не обращается в нуль на экваторе, а зональная часть меридиональной скорости должна быть близка к нулю на экваторе. Наоборот, незональные компоненты ветра могут быть отличны от нуля на полюсах, в то время как присоединенные полиномы Лежандра на полюсах обращаются в нуль. Далее незональные компоненты ветра должны обращаться в нуль на экваторе. Указанным условиям удовлетворяют функции

$$\left\{ \frac{P_2'(\theta)}{\sin\theta};\ \frac{P_4'(\theta)}{\sin\theta};\ \frac{P_6'(\theta)}{\sin\theta};\ \ldots \right\} \left\{ \begin{matrix} \cos\lambda \\ \sin\lambda \end{matrix} \right\}.$$

Таким образом, как для скалярных, так и для векторного поля в уточненной справочной атмосфере используются три зональные функции и шесть незональных. Модель представлена в виде таблиц коэффициентов разложения метеорологических параметров для четырех центральных месяцев сезонов от уровня 30 км до высоты 80 км с шагом 5 км по северному полушарию. По существу распределение параметров задается амплитудами каждой сферической функции. Сферические функции определяются номерами (s, n). Для $\cos\lambda$ n положительно, для $\sin\lambda$ n отрицательно, для зональных функций номер пишется в форме $(0, |n|)$. Наряду с таблицей указывается среднеквадратическое отклонение справочной модели от климатических норм и значение «скользящего контроля». В таблицах приводятся значения давления, плотности, температуры, зональной компоненты ветра, меридиональной компоненты ветра, т. е. для пяти параметров.

12.6. СОПОСТАВЛЕНИЕ УТОЧНЕННОЙ АНАЛИТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С ДРУГИМИ СПРАВОЧНЫМИ АТМОСФЕРАМИ

Вполне естественно, что справочные эмпирические модели средней атмосферы (СЭМСА 1986), описанные в п. 12.4 и 12.5, носят сглаженный и в определенном смысле схематический характер. Однако не следует думать, что это в сколько-нибудь значительной мере обусловлено использованием данных ограниченного числа станций ракетного зондирования. Сопоставление полученных результатов со систематизированными материалами спутниковых наблюдений показало, что предлагаемые модели достаточно точно отражают наиболее общие закономерности пространственно-временно́го распределения метеорологических параметров средней атмосферы.

На рис. 12.6.1 приведены две карты, характеризующие распределение температуры в январе на уровнях средней стратосферы. Несмотря на то что одна из них построена исключительно по данным ракетного зондирования за более чем 20-летний период (СЭМСА 1986), а другая представляет результат осреднения данных спутниковых измерений за 1973—1974 гг. [44], карты практически идентичны. Одинаково отражена и смена фаз планетарных волн при переходе от высоких широт к низким (рис. 12.6.2). Некоторые количественные расхождения объясняются как различием в периодах осреднения, так и тем, что одна из карт построена для уровня 30 км, а вторая — для изобарической поверхности 10 гПа.

По имеющимся данным, зимний термический режим стратосферы характеризуется межгодовой изменчивостью. Поэтому столь хорошее соответствие полей температуры оказалось довольно неожиданным. Такое согласие носит случайный характер, поскольку карты распределения температуры в январе на высоте 30 км, построенные по данным за 1973 и 1974 гг., в отдельности значительно отличаются не только от средней карты за 20-летний период, но и друг от друга.

На более высоких уровнях также наблюдается довольно хорошее качественное согласие разработанной модели с результатами термического зондирования со спутников. Для удобства сопоставления на рис. 12.6.3 и 12.6.4 данные СЭМСА 1986 представлены в функции геопотенциальных высот изобарических поверхностей 1 и 0,1 гПа. Для других сезонов результаты сопоставления СЭМСА 1986 с данными работы [44] оказались не менее успешными.

Как видно из рис. 12.6.5, наименее удовлетворительно модель из [44] описывает распределение температуры в мезосфере. Так, по данным [44], на высоте 75 км в точке с координатами станции Барроу температура в январе оказывается на 18 °С выше соответствующего значения температуры, определенного на основе прямых ракетных измерений. Более низкие температуры получены и на станциях о. Хейса и Туле. Однако вряд ли будет обоснованным связывать это с наличием каких-либо систематических различий между данными ракет и спутников, поскольку сравнения с данными других станций, например Покер-Флет, приводят к совершенно противоположному результату.

На рис. 12.6.6 представлено меридиональное распределение средних зональных значений температуры по данным раз-

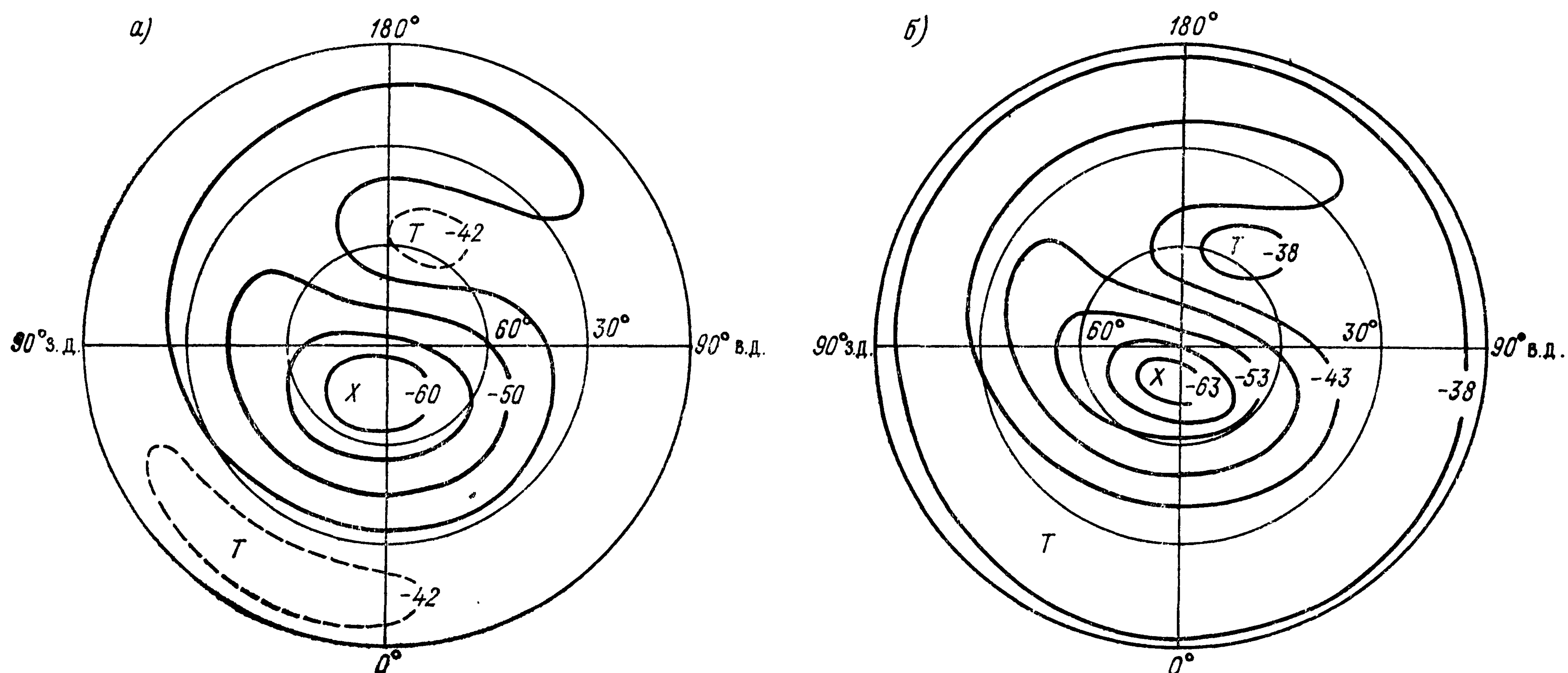


Рис. 12.6.1. Среднее распределение температуры (°С) в январе на уровне 30 км по данным СЭМСА 1986 (*а*) и на изобарической поверхности 10 гПа по спутниковым данным (*б*) [44].

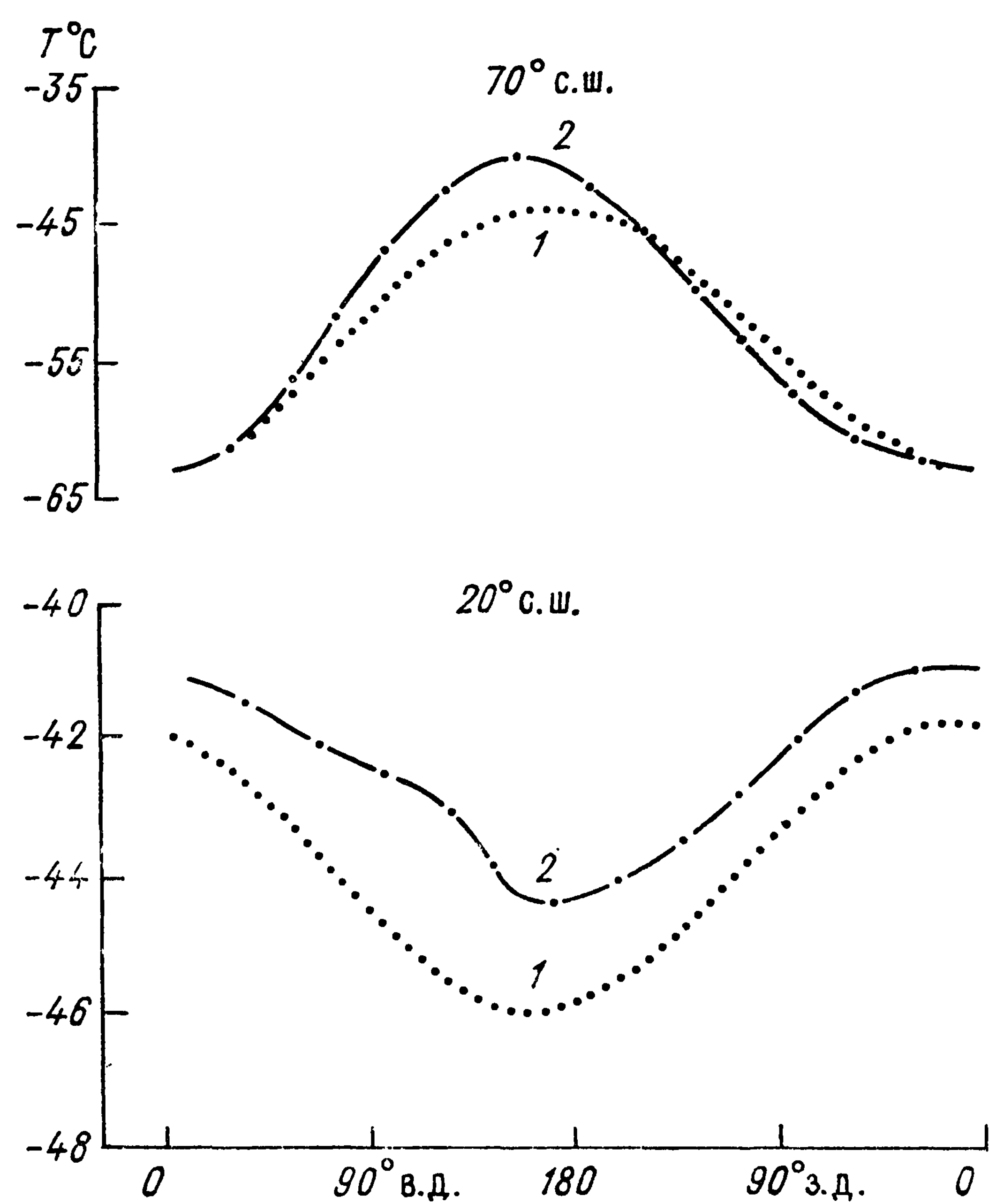


Рис. 12.6.2. Долготные вариации температуры *T* в январе на высоте 30 км (СЭМСА 1986) (*1*) и на изобарической поверхности 10 гПа по спутниковым данным (*2*) [44].

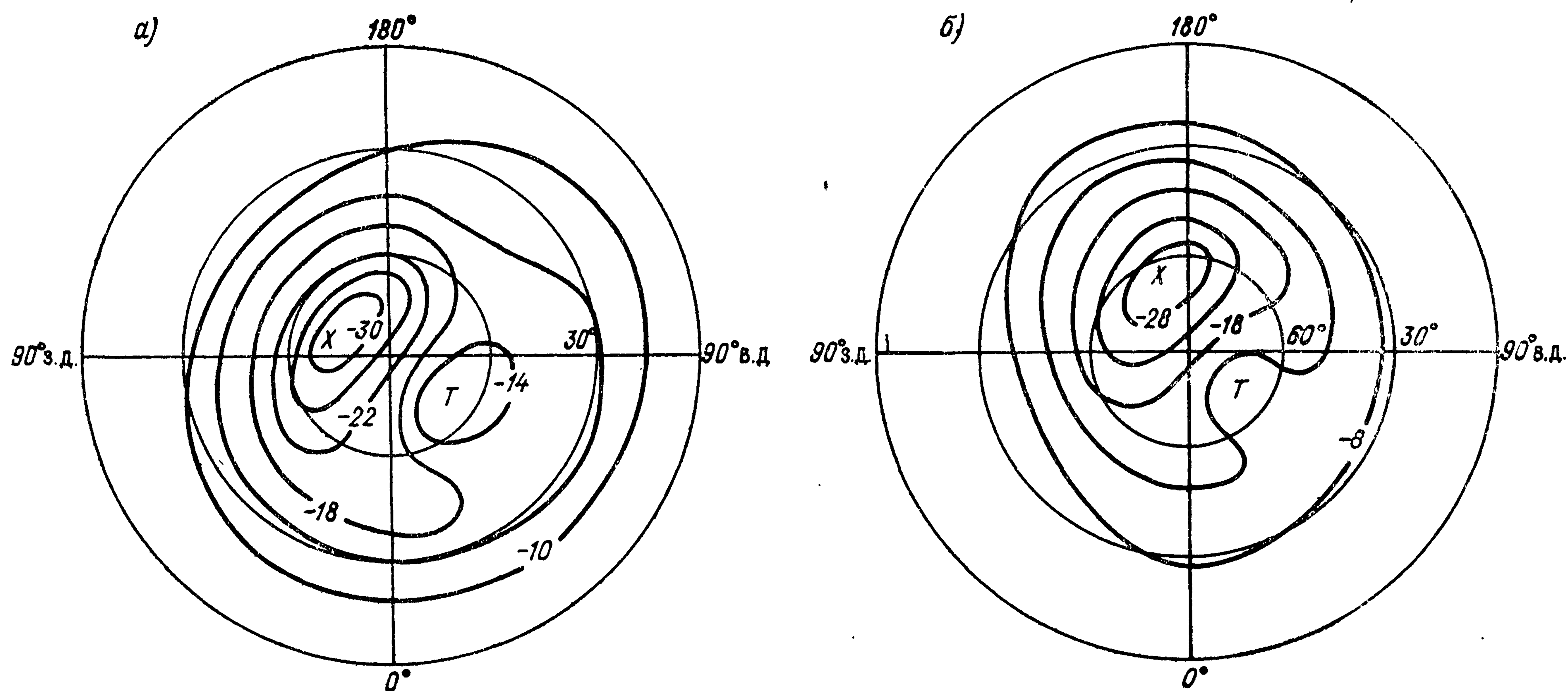


Рис. 12.6.3. Среднее распределение температуры (°С) в январе на уровне 1 гПа по данным СЭМСА 1986 (*а*) и спутников (*б*) [44].

личных моделей на высоте 30 км. Зимой в средней стратосфере в тропических широтах температуры по всем моделям находятся в достаточно хорошем согласии. В высоких широтах сопоставимость заметно ухудшается, причем если значе-

ляет уточнить имевшиеся ранее представления. По данным CIRA 1972, максимальные значения температуры на высоте 30 км в июле (при пересчете на 15-е число) наблюдаются в зоне 55—60° с. ш., а по модели [48] — на 75° с. ш. Подоб-

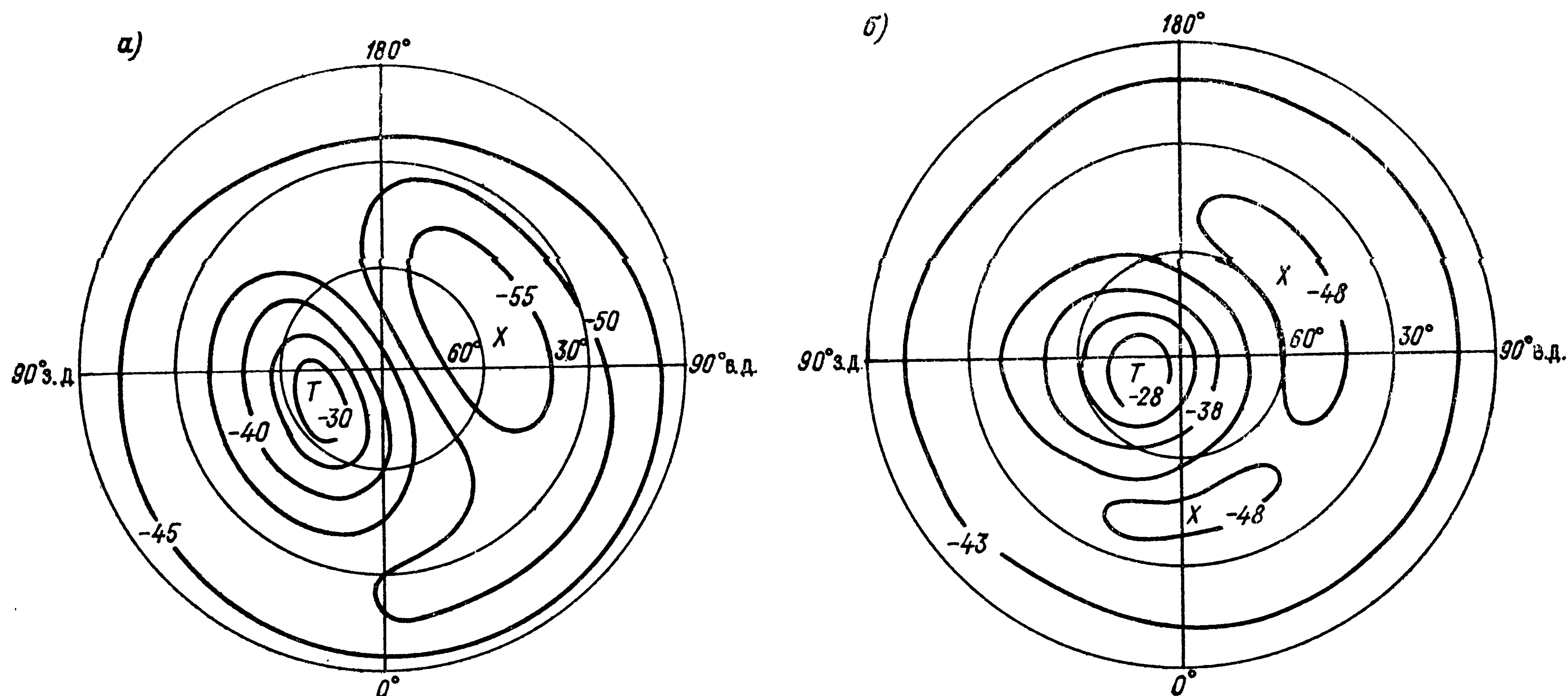


Рис. 12.6.4. Среднее распределение температуры (°С) в январе на уровне 0,1 гПа по данным СЭМСА 1986 (*а*) и спутников (*б*) [44].

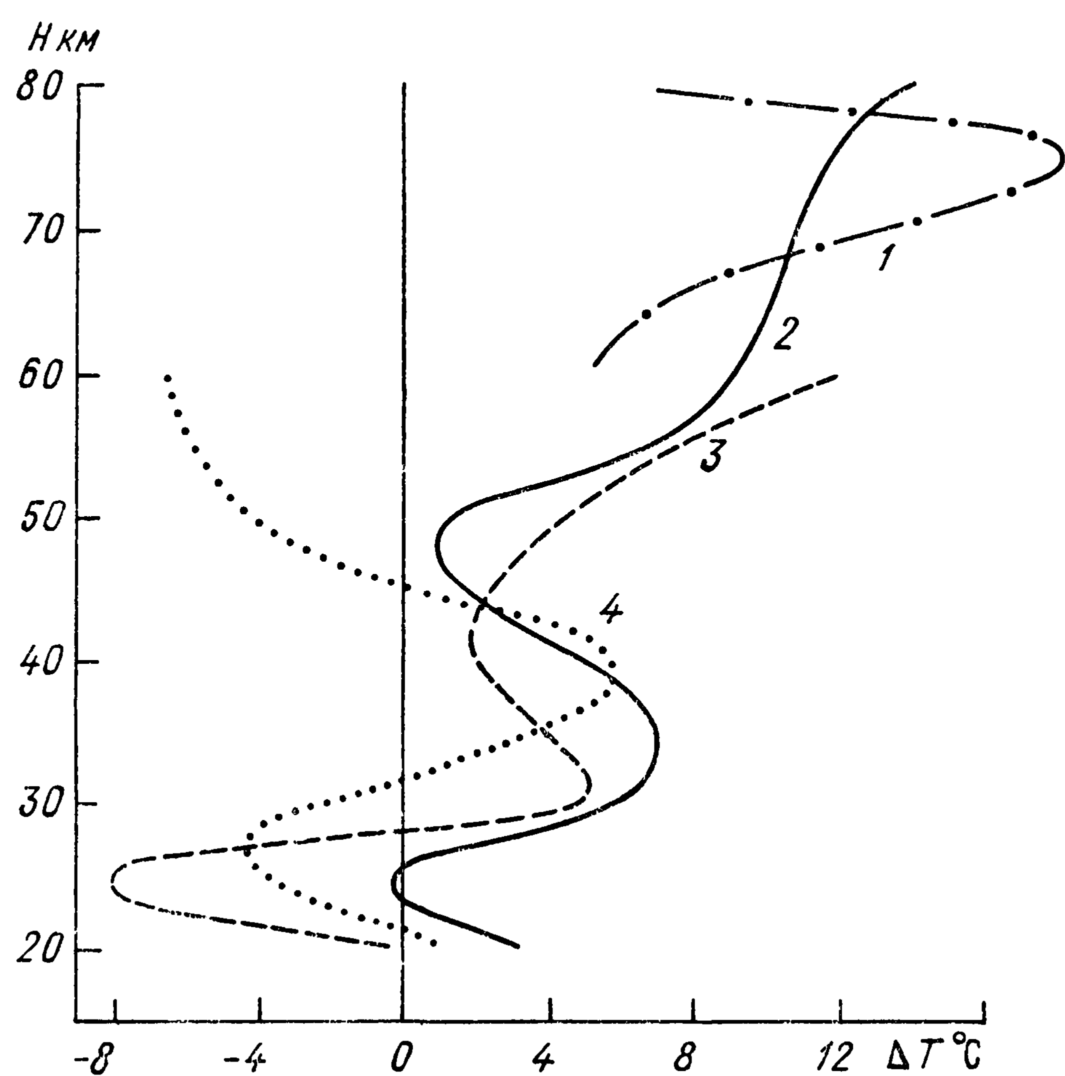


Рис. 12.6.5. Отклонение средних профилей температуры ΔT по данным модели [44] от результатов ракетных измерений.

1 — Барроу (71° с. ш.), *2* — о. Хейса (81° с. ш.), *3* — Туле (76° с. ш.), *4* — Покер-Флет (65° с. ш.).

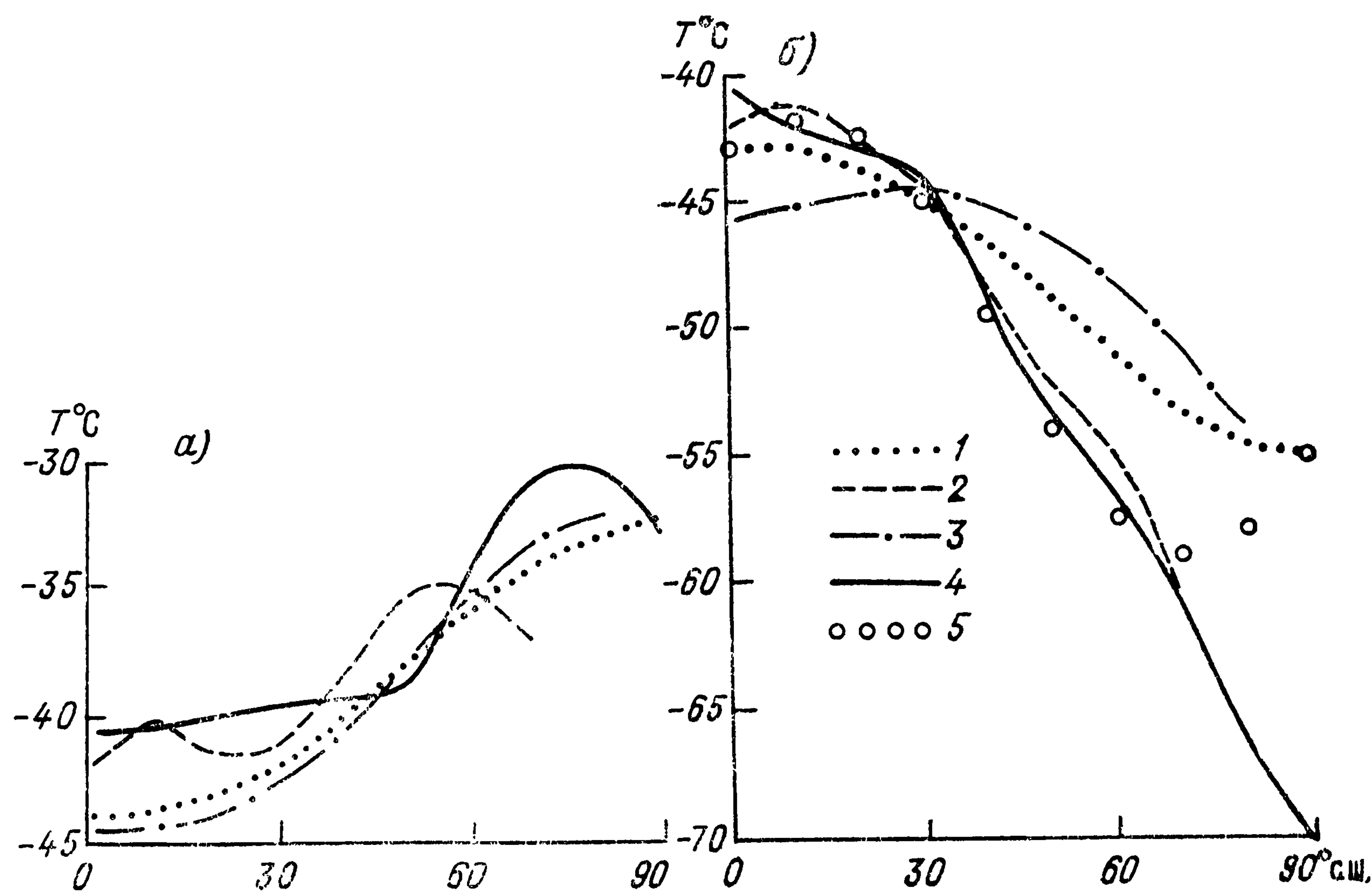


Рис. 12.6.6. Меридиональное распределение температуры T (°С) на высоте 30 км по данным разных моделей в июле (*а*) и январе (*б*).

1 — СЭМСА, *2* — CIRA 1972, *3* — по [43], *4* — по [48], *5* — СЭМСА (70° з. д.).

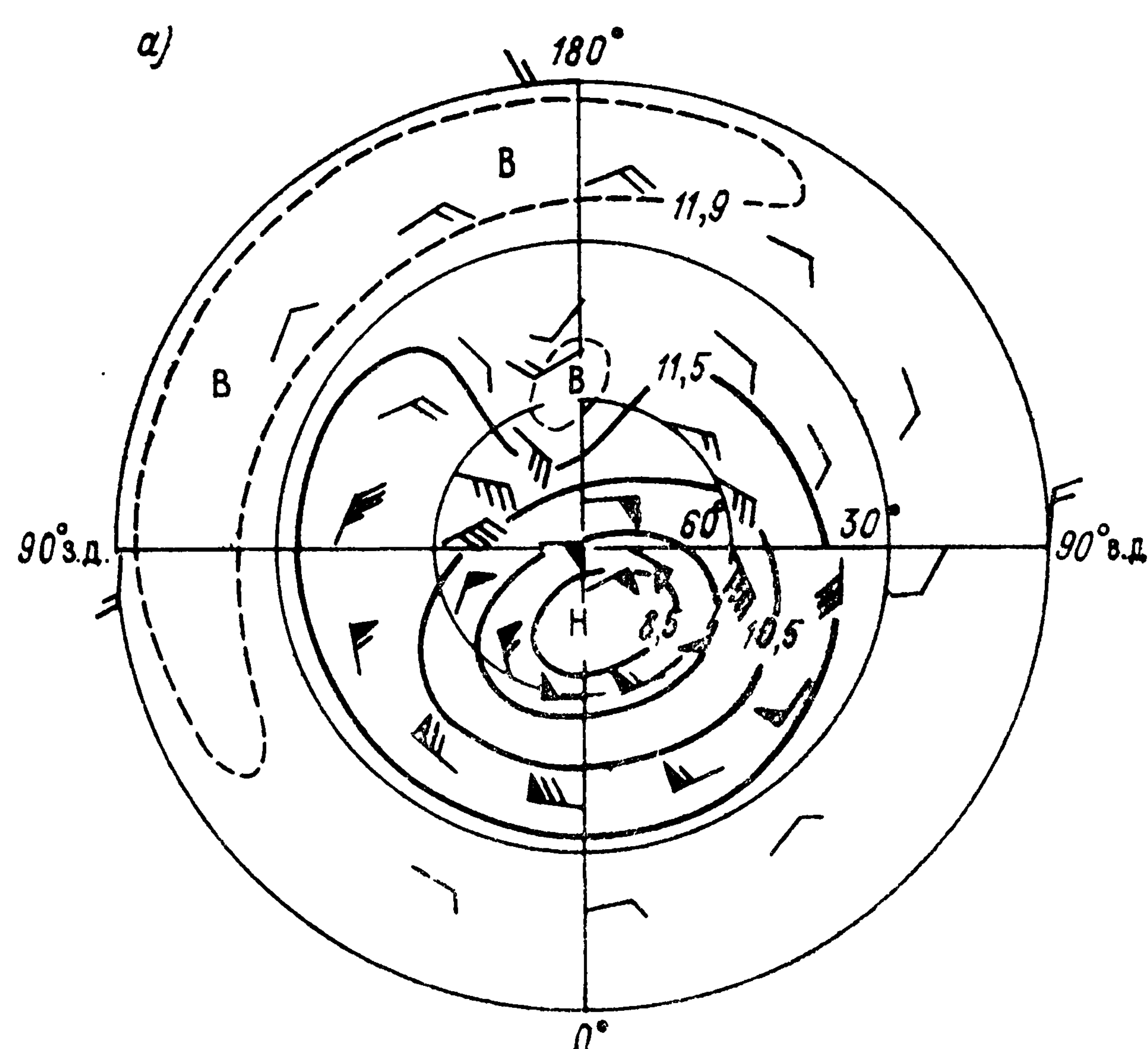
ния температуры по СЭМСА 1986 и спутникам довольно близки между собой, то по данным CIRA 1972 [51] и справочной атмосферы США [48] они существенно ниже. При разработке последних двух моделей авторы основывались на результатах ракетного зондирования на станциях, расположенных в основном в западном полушарии. Естественно поэтому, что они получили распределение, характерное для избранного диапазона долгот. Если на график нанести значения температуры по СЭМСА 1986 для 70—80° з. д., то нетрудно убедиться, что по крайней мере до 70° с. ш. они практически полностью совпадут с данными модели CIRA 1972 и [48] (см. рис. 12.6.6). Летом долготные неоднородности в поле температуры стратосферы незначительны, поэтому столь сильных расхождений между моделями уже не отмечается. Тем не менее, и для этого сезона СЭМСА 1986 позво-

ное распределение температуры могло бы иметь место только при сдвиге области тепла в субполярные или даже средние широты, что противоречит данным не только ракетных, но и спутниковых измерений [6, 43, 44].

По имеющимся представлениям, зимой в стратосфере северного полушария наблюдается обширное циклоническое образование с центром, смещенным в европейский сектор Арктики [6]. В тропической зоне отмечаются области повышенного давления, наиболее ярко выраженные над акваторией Тихого океана. Подобное распределение давления на уровнях средней атмосферы объясняется, как известно, распределением планетарных волн, обусловленных орографией и термической неоднородностью подстилающей поверхности [33, 35]. Именно эти особенности отражены на рис. 12.6.7, на котором представлены среднее январское поле давления на высоте 30 км

и близкая к этому уровню карта барической топографии поверхности 11,25 гПа [44]. На рисунке хорошо видно, что в качественном отношении обе модели очень схожи между

восточных ветров летом по данным РЛС в Саскатуне не подтверждается достаточно продолжительными измерениями на станции ракетного зондирования Примроуз-Лейк (рис. 12.6.9).



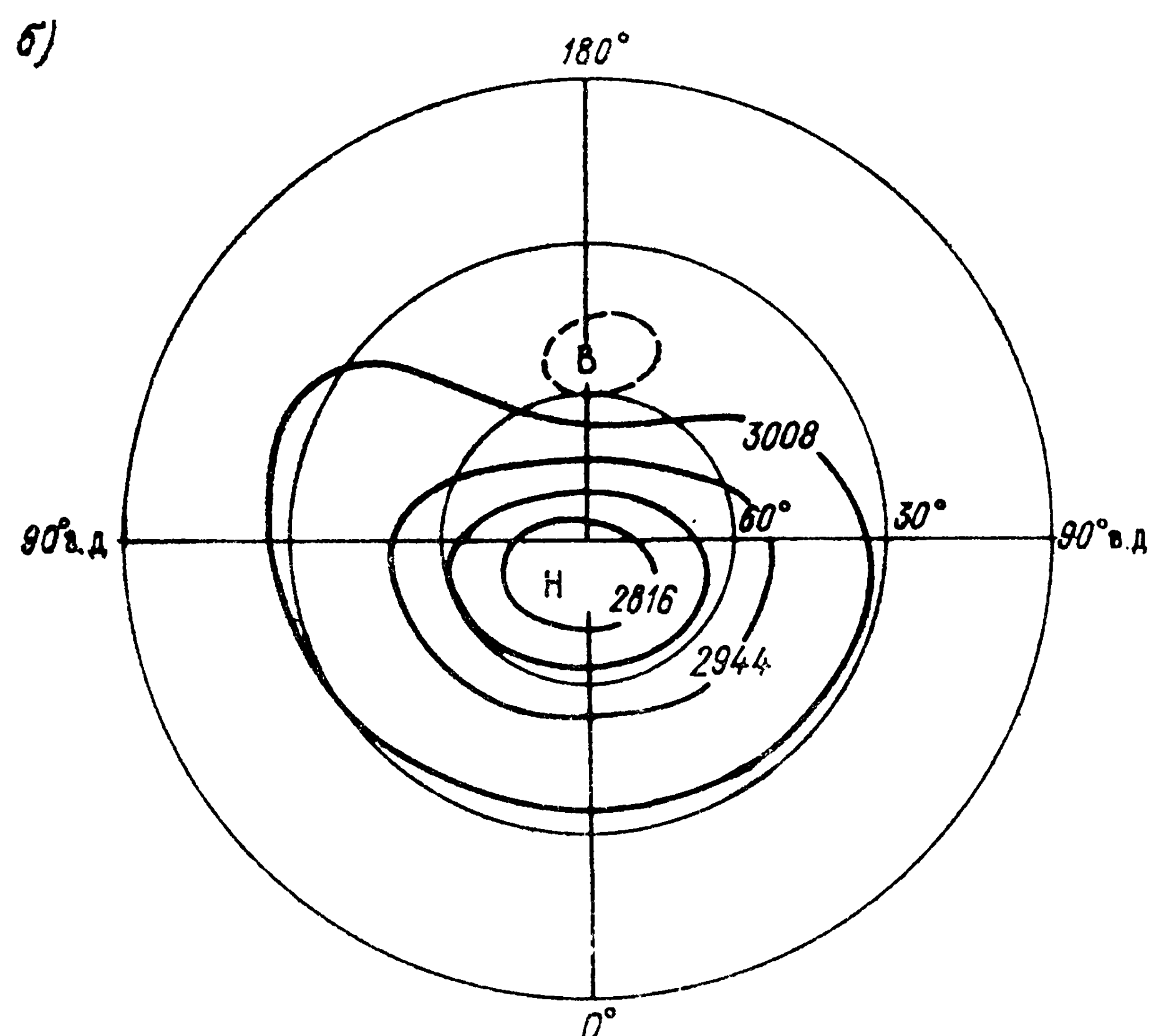


Рис. 12.6.7. Среднее распределение давления и скорости ветра в январе на высоте 30 км по данным СЭМСА 1986 (*а*) и геопотенциала изобарической поверхности 11,25 гПа (*б*) [44].

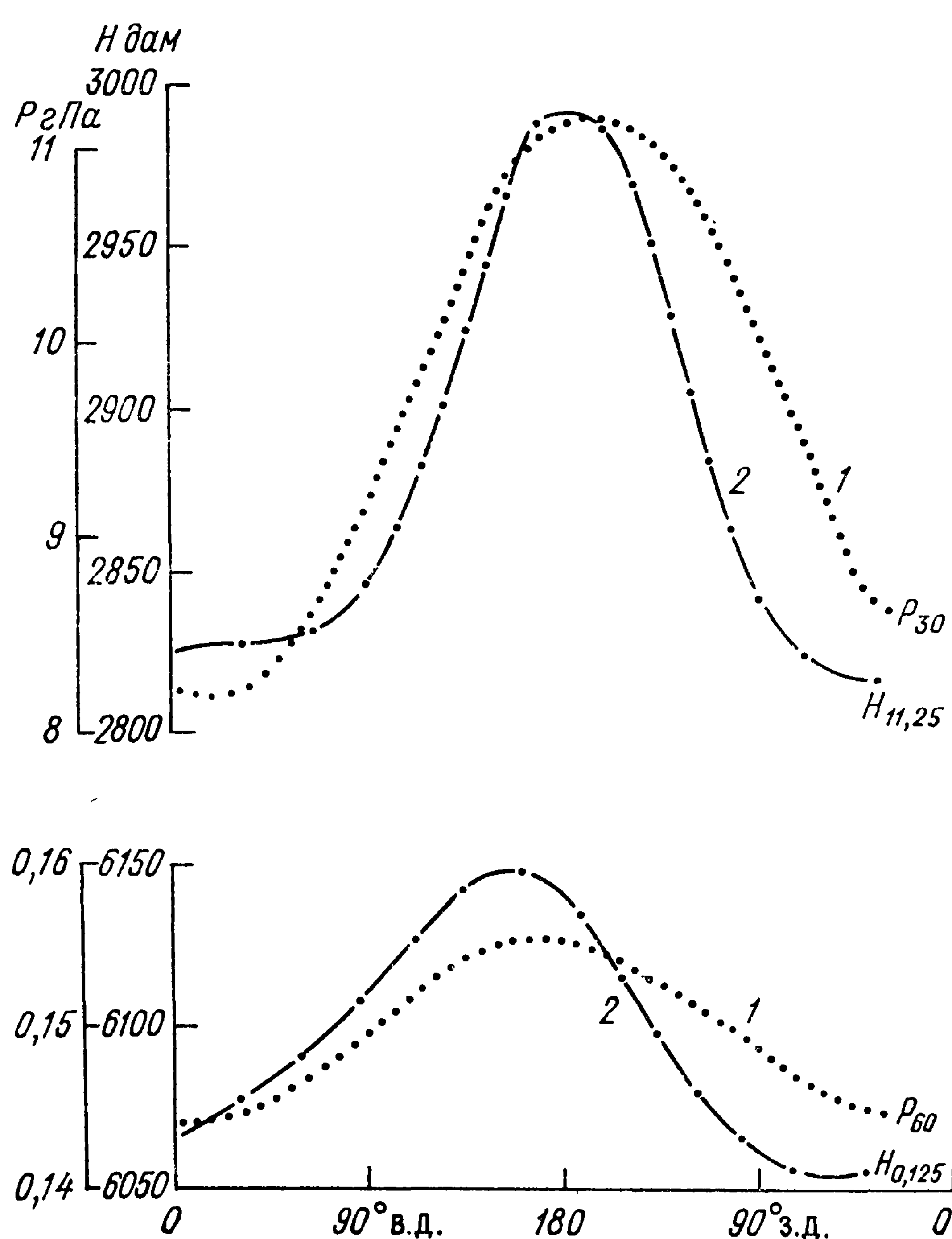


Рис. 12.6.8. Долготные вариации давления и геопотенциала в стратосфере и мезосфере по данным модели СЭМСА 1986 (*1*) и модели из [44] (*2*).

собой. Это подтверждает также рис. 12.6.8, на котором сравниваются долготные вариации давления (СЭМСА 1986) и геопотенциала [44] вдоль круга широты 70° с. Как и в случае температуры, в стратосфере и мезосфере наблюдается явное преобладание волны с $S = 1$, причем фазы планетарных волн, определенные с помощью ракетной и спутниковой информации, совпадают с точностью до 10—15°. Хорошее качественное согласие наблюдается между СЭМСА 1986 и материалами радиолокационных наблюдений в Саскатуне [69, 70]. Более высокое расположение максимума скорости

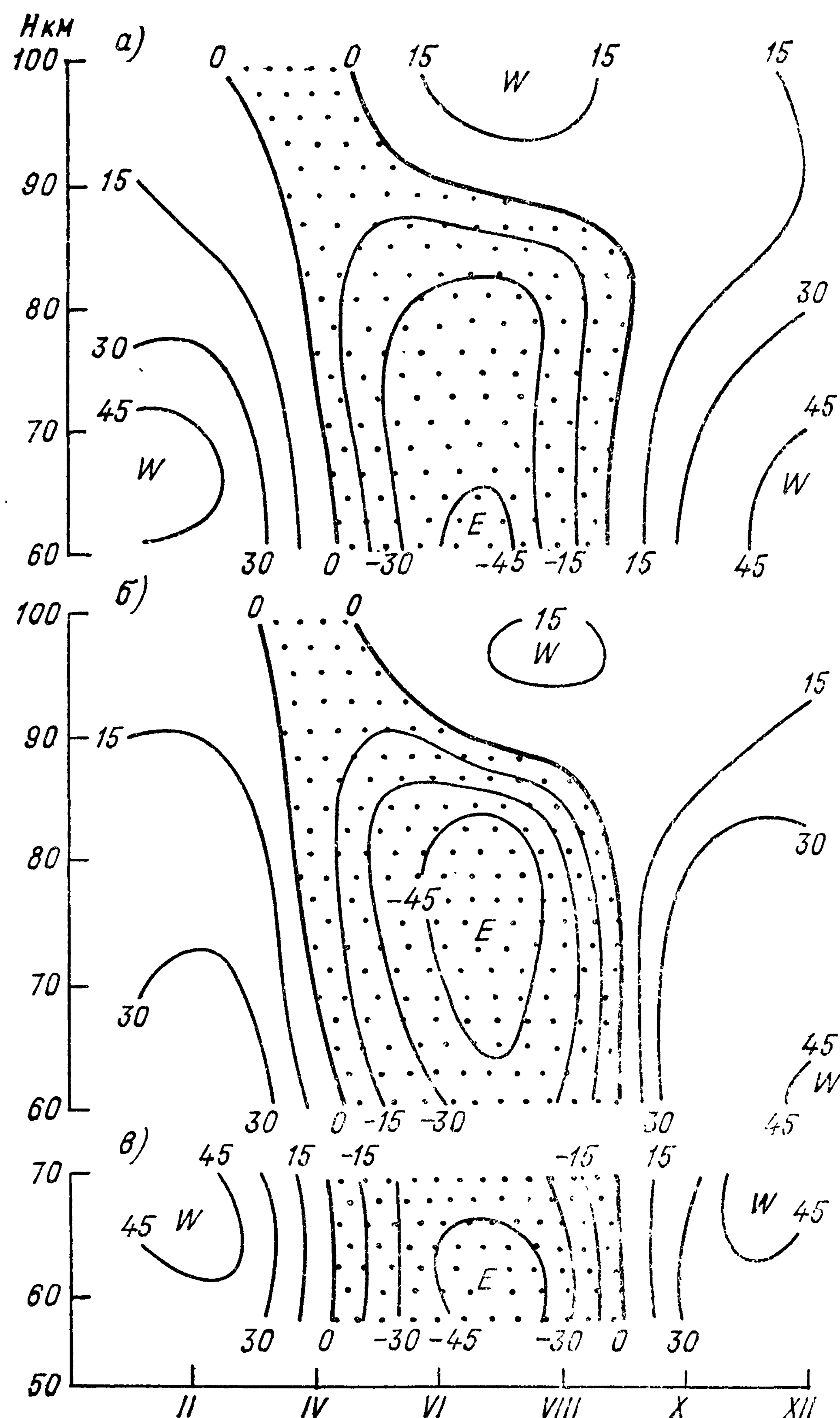


Рис. 12.6.9. Среднее распределение зональной составляющей скорости (м/с) ветра над Саскатуном (*а*, *б*) и станцией Примроуз-Лейк (*в*).

а — по модели СЭМСА 1986, *б* — по данным РЛС [69] *в* — ракетные данные.

12.7. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СРЕДНИХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА УРОВНЯХ НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ

Как уже указывалось выше, все принятые в настоящее время справочные модели средней атмосферы построены уходящего излучения атмосферы, полученным в 1975—1978 гг. с помощью спутникового радиометра PMR.

В ЦАО была исследована принципиальная возможность описания средних полей термодинамических параметров и характеристик циркуляции нижней термосферы на основе аналитических методов. Анализ имеющегося объема ракетной и радиолокационной информации позволил сделать заключение,

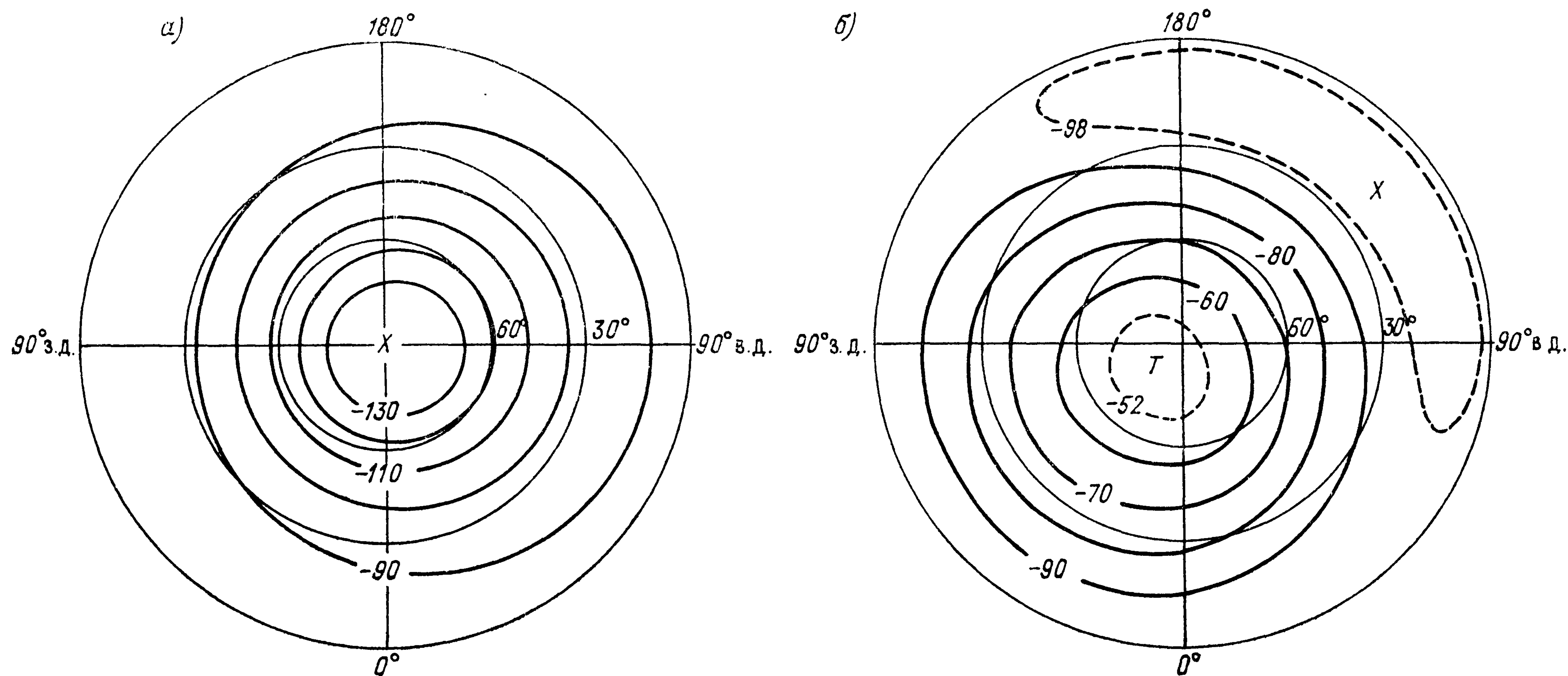


Рис. 12.7.1. Среднее распределение температуры T (°C) на высоте 90 км в июле ($а$) и январе ($б$).

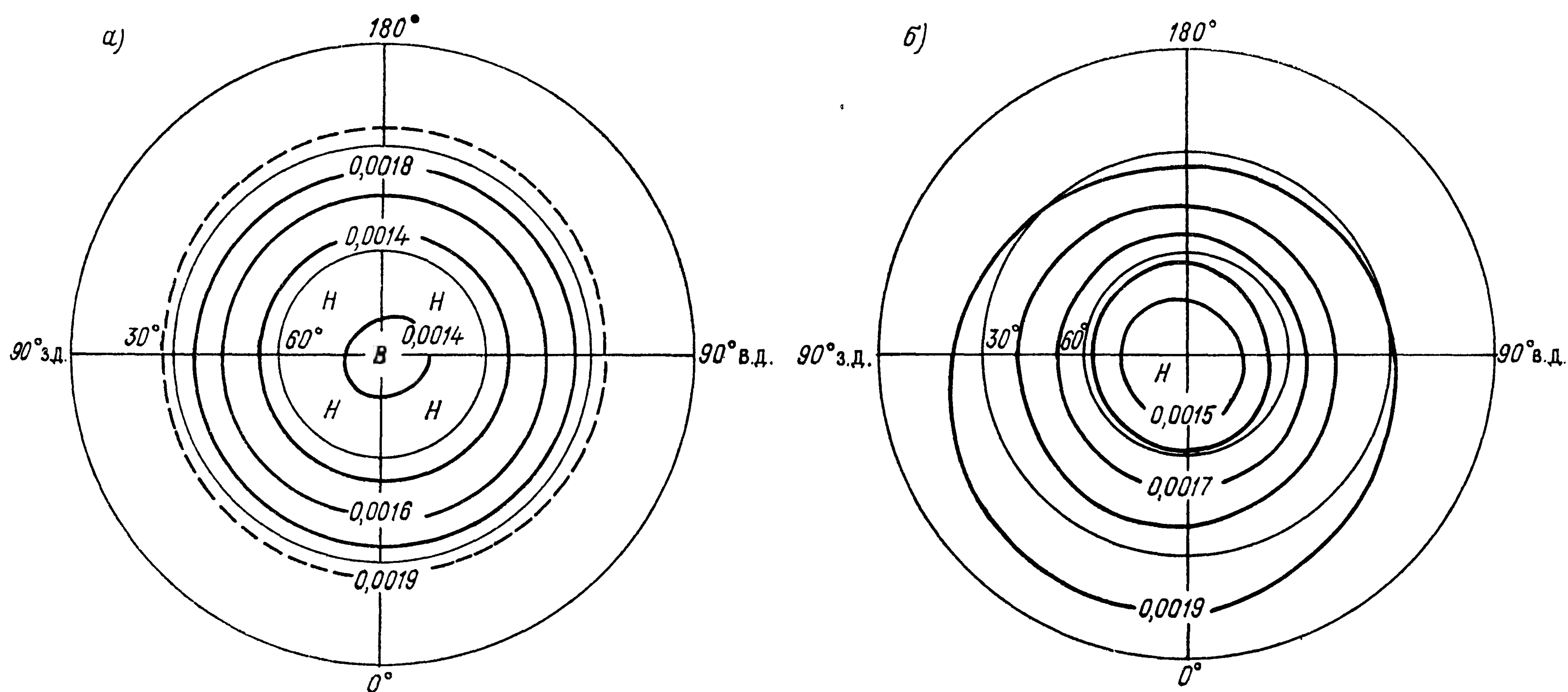


Рис. 12.7.2. Среднее распределение давления (гПа) на высоте 90 км в июле ($а$) и январе ($б$).

в предположении отсутствия незональных особенностей в распределении термодинамических параметров и скорости ветра. Вместе с тем для решения ряда прикладных задач требуются сведения о долготных неоднородностях в структуре метеорологических полей вплоть до уровней нижней термосферы. Кроме того, исследование этих неоднородностей представляет вполне определенный интерес и с чисто научной точки зрения, в частности для экспериментальной проверки различных теоретических моделей.

Наименее изученной в этом отношении остается область атмосферы в диапазоне высот 80—120 км. Бо́льшая часть из немногочисленных исследований, посвященных этому диапазону высот, основана на материалах ракетных и радиолокационных измерений в метеорной зоне. В ходе их проведения сформировались первые представления о структуре метеорологических полей на уровнях нижней термосферы [6, 27, 51]. В работе [23] предпринята попытка построения средних карт барической топографии поверхности 0,001 гПа по данным

что подобная задача может быть успешно решена в случае использования системы функций, принятой при разработке эмпирических моделей мезосферы. В качестве иллюстрации на рис. 12.7.1—12.7.3 приведены примеры средних месячных карт температуры, давления и линий тока на уровне 90 км. Обращает на себя внимание согласованность карт результирующего ветра и температуры, построенных по совершенно независимым данным. В июле (см. рис. 12.7.3 $а$) над полярными районами наблюдается ярко выраженная расходимость воздушных потоков. Это должно приводить к восходящим движениям и, следовательно, к понижению температуры. Зимой (см. рис. 12.7.3 $б$), наоборот, в высоких широтах отмечается область конвергенции, вызывающей нисходящие движения воздуха и повышение температуры. Именно эти особенности и отражены на рис. 12.7.1 $а$, $б$, характеризующих среднее распределение температуры в метеорной зоне.

Как известно, геострофические соотношения в нижней термосфере вследствие влияния приливов и внутренних грави-

тационных волн выполняются не столь хорошо, как, например, на стратосферных уровнях. С учетом этого наблюдающиеся при рассмотрении рис. 12.7.2 и 12.7.3 отклонения линий тока от расположения изобар становятся вполне объяснимыми.

месяца. Этот месяц вбирает данные за многие годы. В принципе могут быть определены статистические характеристики, описывающие изменчивость метеорологических параметров для декады и других интервалов. В климатологии тропосферы

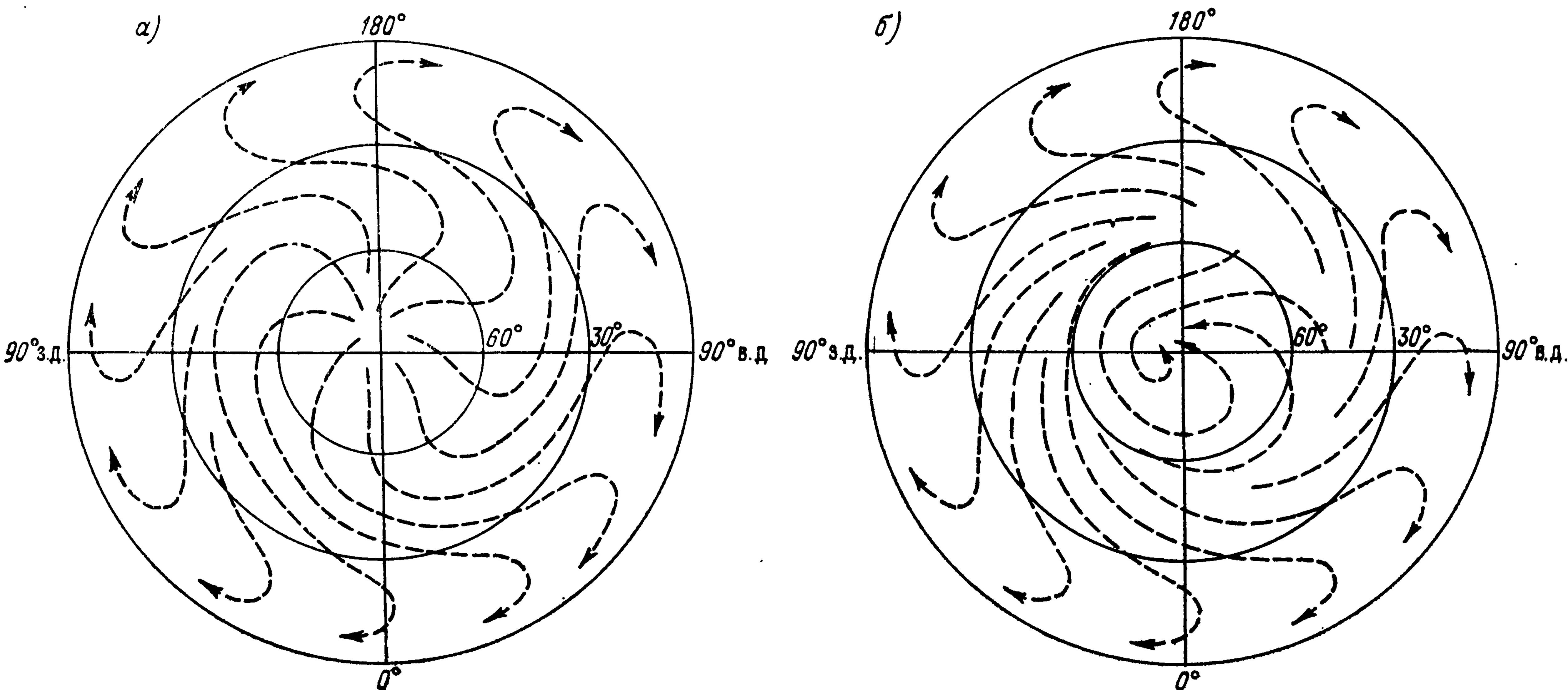


Рис. 12.7.3. Схематическая карта линий тока на высоте 90 км для июля (*а*) и января (*б*).

12.8. СРЕДНИЕ КВАДРАТИЧЕСКИЕ ОТКЛОНЕНИЯ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Изменчивость атмосферных процессов характеризуется наблюдающимися отклонениями метеорологических параметров от многолетних средних. Как правило, изменчивость определяется для конкретного временного интервала, чаще всего принято рассчитывать средние многолетние значения не менее чем за 30 лет. Для анализа структуры и циркуляции средней атмосферы приходится мириться с меньшими временными интервалами, поскольку экспериментальные материалы появились сравнительно недавно.

Имеется много различных мер изменчивости. Чаще всего речь идет о среднеквадратическом отклонении величин от среднего многолетнего или стандартном отклонении. Иногда эту величину называют просто изменчивостью.

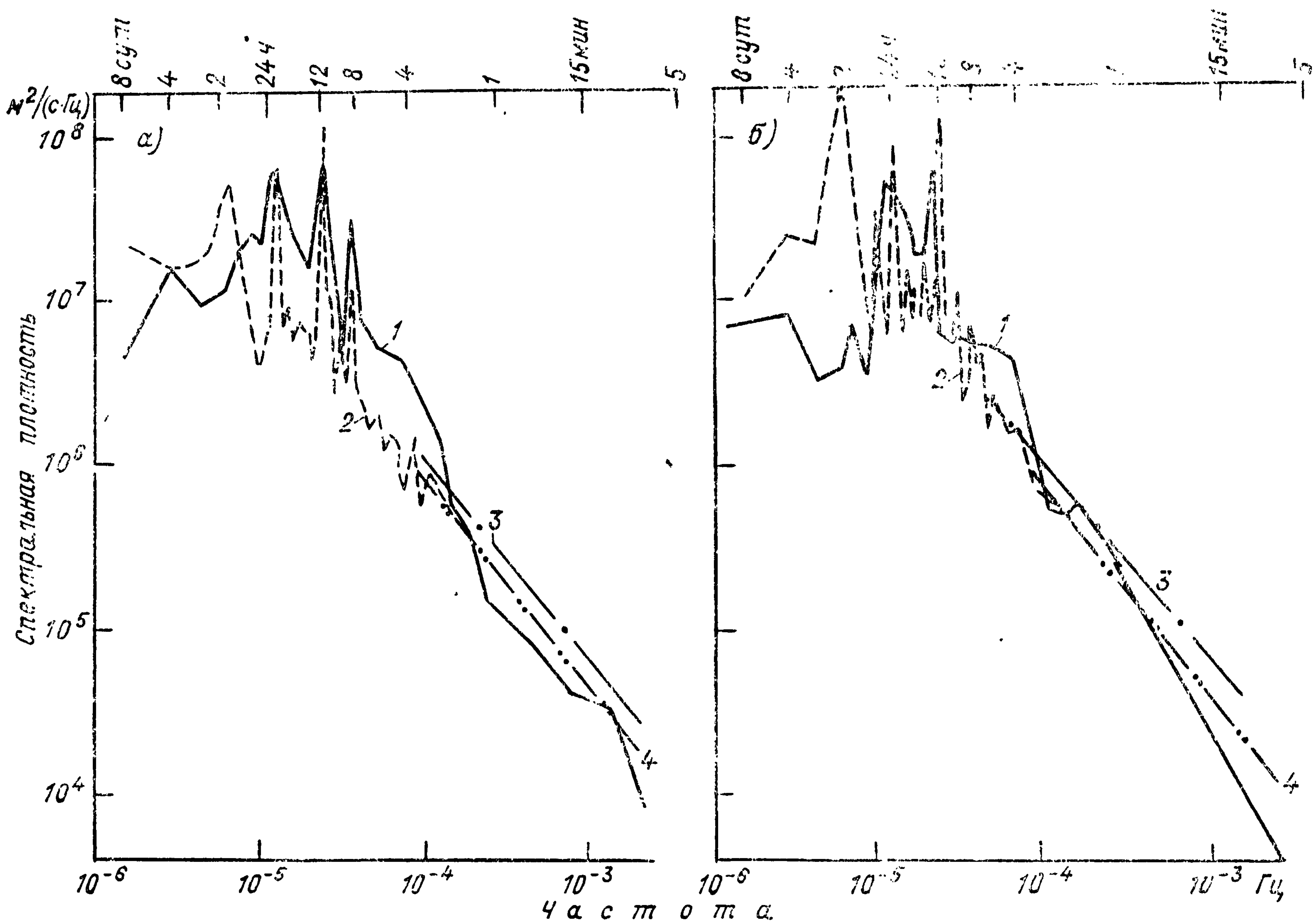


Рис. 12.8.1. Спектры мощности зональной (*а*) и меридиональной (*б*) составляющих скорости ветра в функции частоты на разных станциях на высоте 86 км.

1 — Покер-Флет (лето), *2* — Аделаида (лето), *3* — Аделаида (среднее за год), *4* — Таунсвилл (среднее за год).

Эти характеристики, отсутствующие во всех справочных атмосферах КОСПАР, содержит, но в более общем виде, модель ИСО [64]. Четырехмерное распределение средних

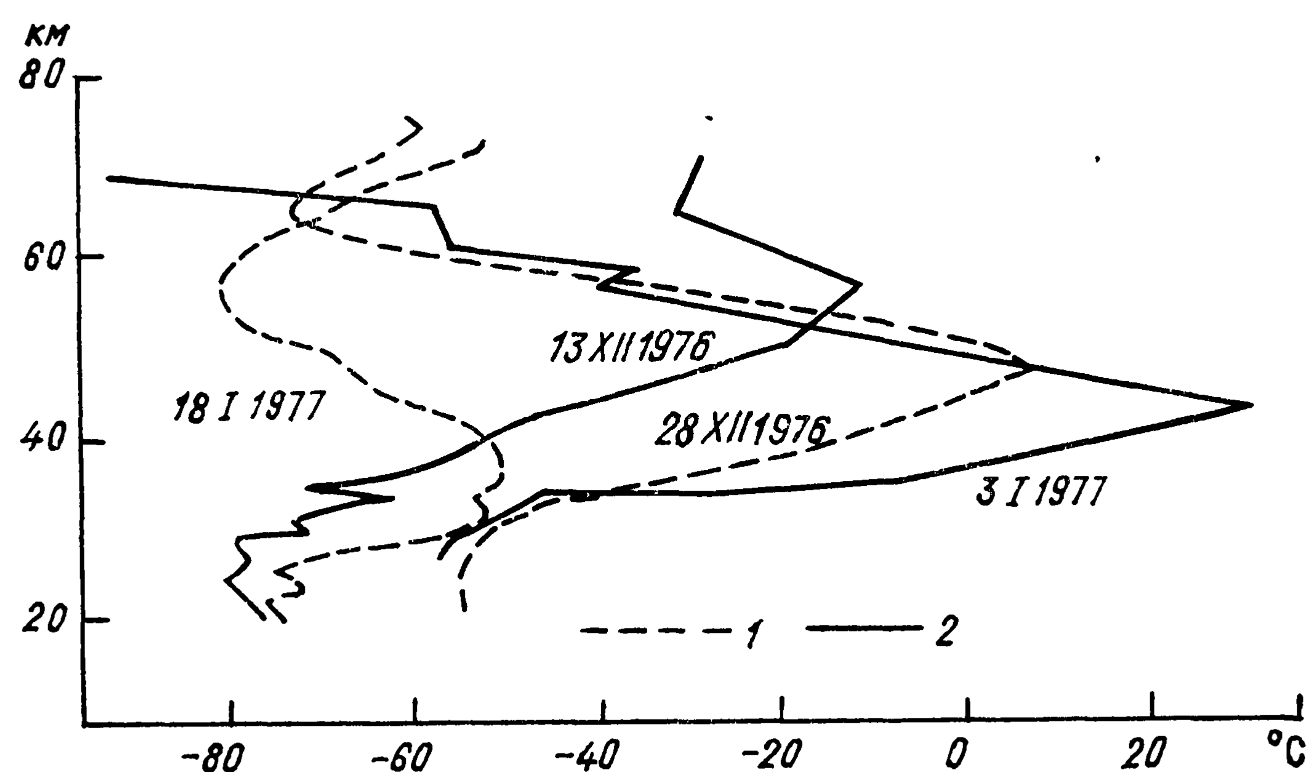


Рис. 12.8.2. Профили температуры (°С) на о. Хейса (80°37′ с. ш., 58°03′ в. д.) (*1*) и в Туле (76°33′ с. ш., 68°19′ з. д.) (*2*) (Гренландия) в периоды стратосферного потепления зимой 1976—1977 гг.

менной масштабы, тем больше, как правило, их вклад в изменчивость. Некоторое представление о временно́м спектре изменчивости в интервале от 8 сут до 5 мин для 65° с. ш. (Покер-Флет), 20° ю. ш. (Таунсвилл) и 35° ю. ш. (Аделаида) можно получить из рис. 12.8.1, заимствованного из работы [80].

Большое внимание уделяется исследованию роли солнечной активности в изменчивости атмосферных параметров. Временно́й спектр вариаций крупномасштабных процессов средней атмосферы с периодами 2—20 лет оценивается с большими погрешностями из-за отсутствия достаточно длинных рядов наблюдений. Этот спектр достаточно сложен. Заметного преобладания амплитуд колебаний с периодами 11 лет (период солнечного цикла) над амплитудами с близкими периодами не наблюдается. Поэтому в настоящее время очень трудно отделить естественные процессы межгодовой изменчивости от эффектов 11-летнего цикла солнечной активности. Более уверенные суждения о влиянии солнечной активности на изменчивость параметров средней атмосферы можно сделать для периода 27 сут (период обращения Солнца вокруг своей оси). Это обусловлено большей статистикой наблюдений [66]. Литература, посвященная влиянию солнечной активности на изменчивость атмосферных процессов, обширна и оценки роли солнечной активности весьма противоречивы. Не меньшую роль как для понимания атмосферных процессов, так и для практики имеют данные о пространственных спектрах атмосферной изменчивости.

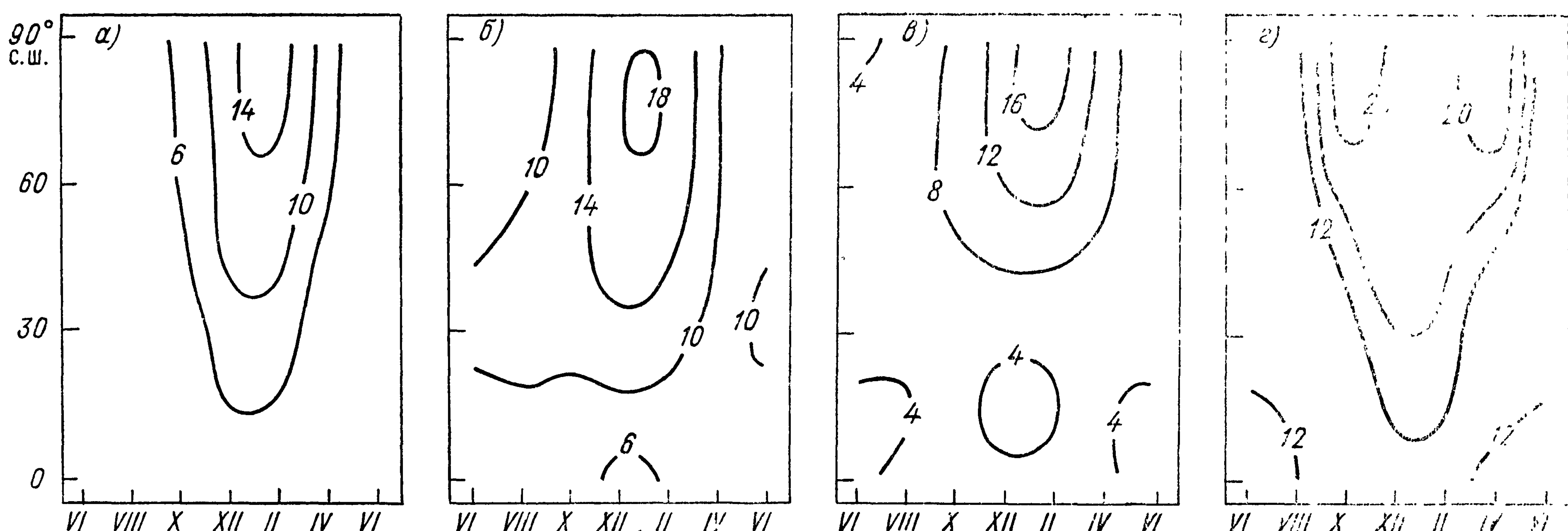


Рис. 12.8.3. Широтно-временно́й разрез средних квадратических отклонений температуры σT (°С) (*а, б*) и давления $\sigma P/P$ (%) (*в, г*) вдоль меридиана 90° з. д. на высоте 40 км (*а, в*) и 70 км (*б, г*).

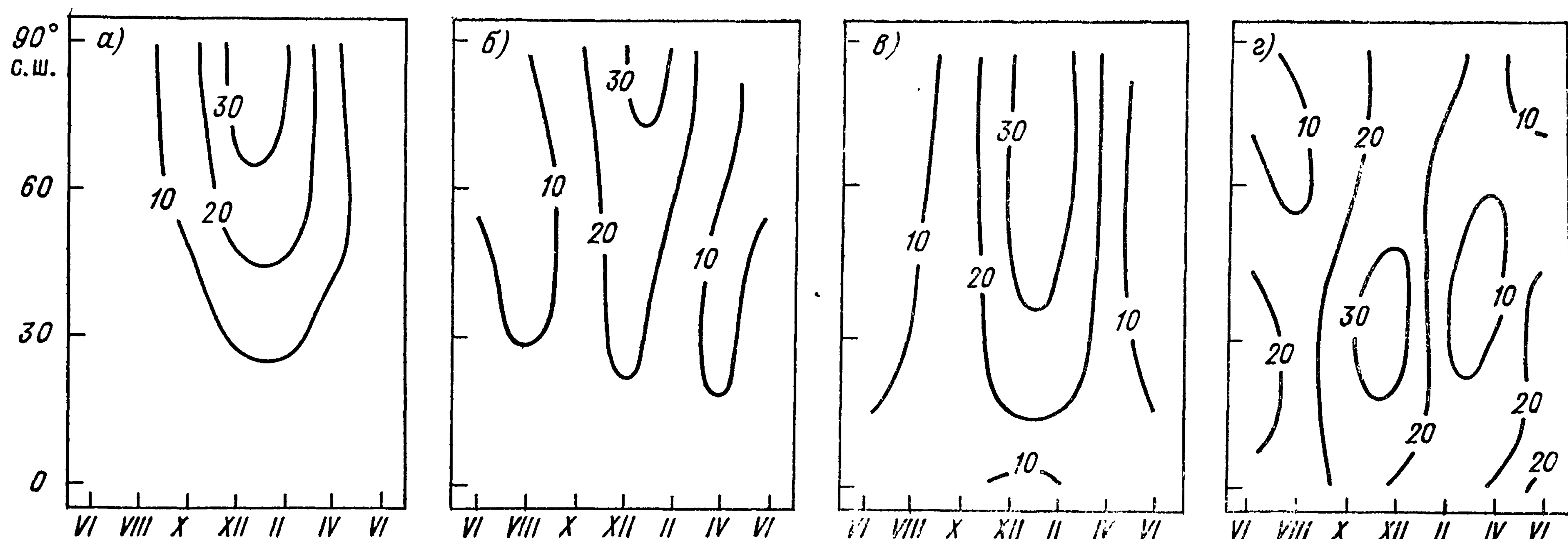


Рис. 12.8.4. Широтно-временно́й разрез средних квадратических отклонений меридиональной (*а, б*) и зональной (*в, г*) составляющих скорости ветра (м/с) вдоль меридиана 90° з. д. на высоте 40 км (*а, в*) и 70 км (*б, г*).

квадратических отклонений всех параметров (температура, давление, плотность, ветер) содержит модель [9]. Изменчивость метеорологических параметров определяется процессами с горизонтальными масштабами от десятков тысяч до сотен метров и временны́ми масштабами от десятков лет до нескольких минут. При этом чем больше пространственный и вре-

Основную роль в изменчивости параметров средней атмосферы зимой в высоких широтах играют стратосферные потепления. В [42] приведены примеры сильной изменчивости, связанной со стратосферными потеплениями (рис. 12.8.2), а также оценки роли межгодовых вариаций по данным термического зондирования со спутников. В приэкваториальной

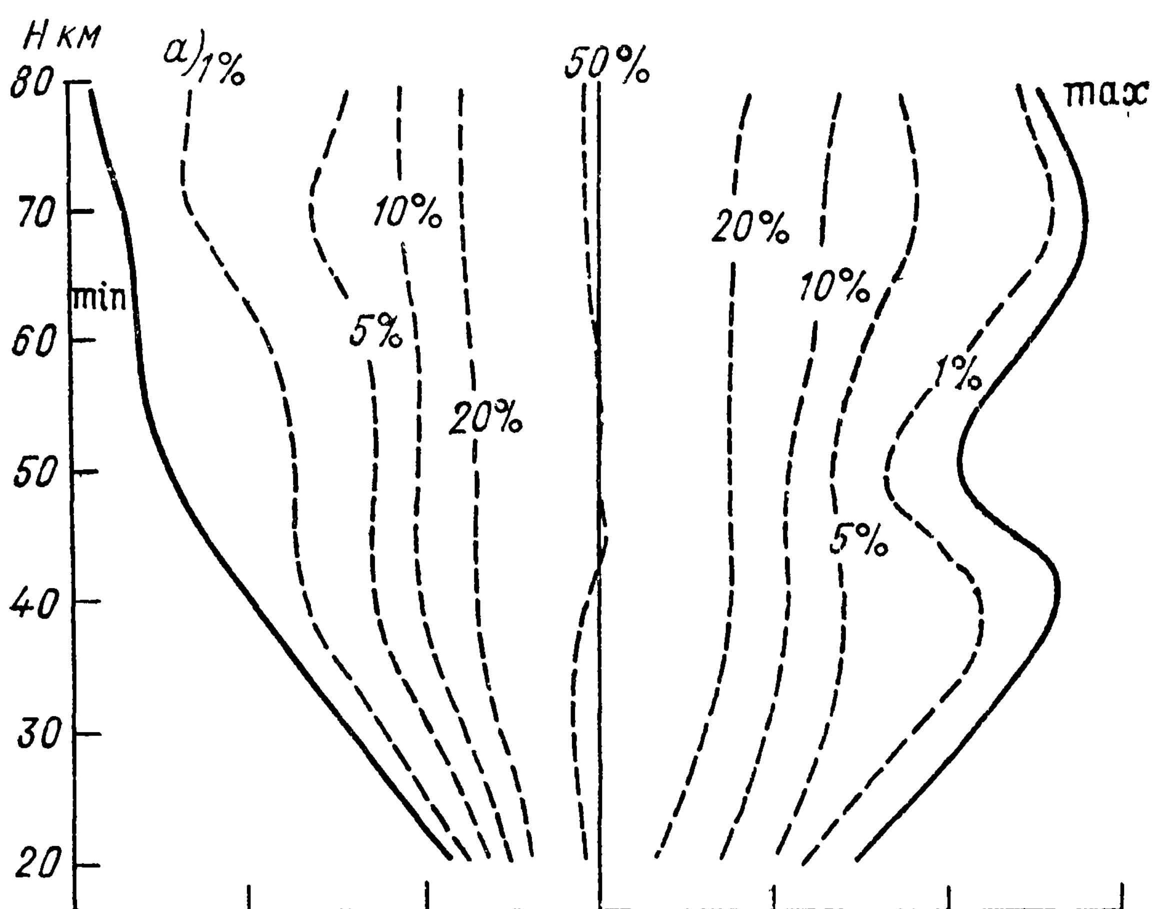
области в нижней и средней стратосфере значительный вклад в изменчивость дают квазидвухлетние колебания, в верхней стратосфере — полугодовые. На рис. 12.8.3 и 12.8.4, построенных по данным СЭМСА 1986, показана изменчивость температуры, давления и составляющих скорости ветра в стратосфере и мезосфере в различные сезоны. Практически идентичные оценки изменчивости температуры средней атмосферы на 45° с. ш. получили авторы работы [45], основывавшиеся в своих расчетах на результатах четырехлетних измерений с помощью наземной лидарной установки. Построенные модели σ_T хорошо согласуются с данными, приведенными в «Атласе карт среднего квадратического отклонения температуры воздуха в свободной атмосфере северного полушария [1].

Наибольшая изменчивость давления отмечается в Арктике на высоте 40 км в январе и на высоте 70 км в переходные сезоны. В низких широтах, как и в случае температуры, проявляются полугодовые вариации σ_p.

Максимальные значения средних квадратических отклонений и составляющих скорости ветра, как правило, также наблюдаются зимой в высоких и средних широтах.

12.9. КВАНТИЛИ ОДНОМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Более детальной характеристикой изменчивости являются выборочные функции плотности распределений (гистограммы



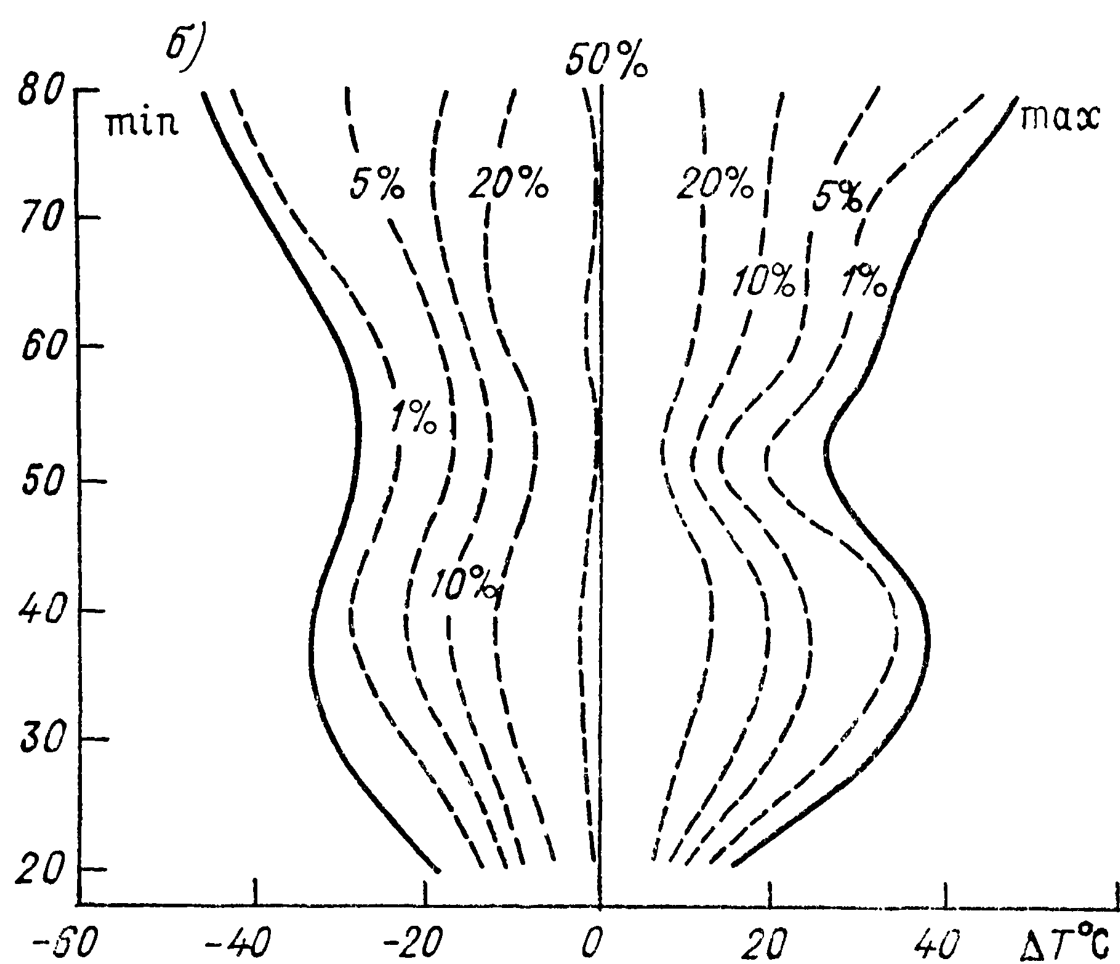
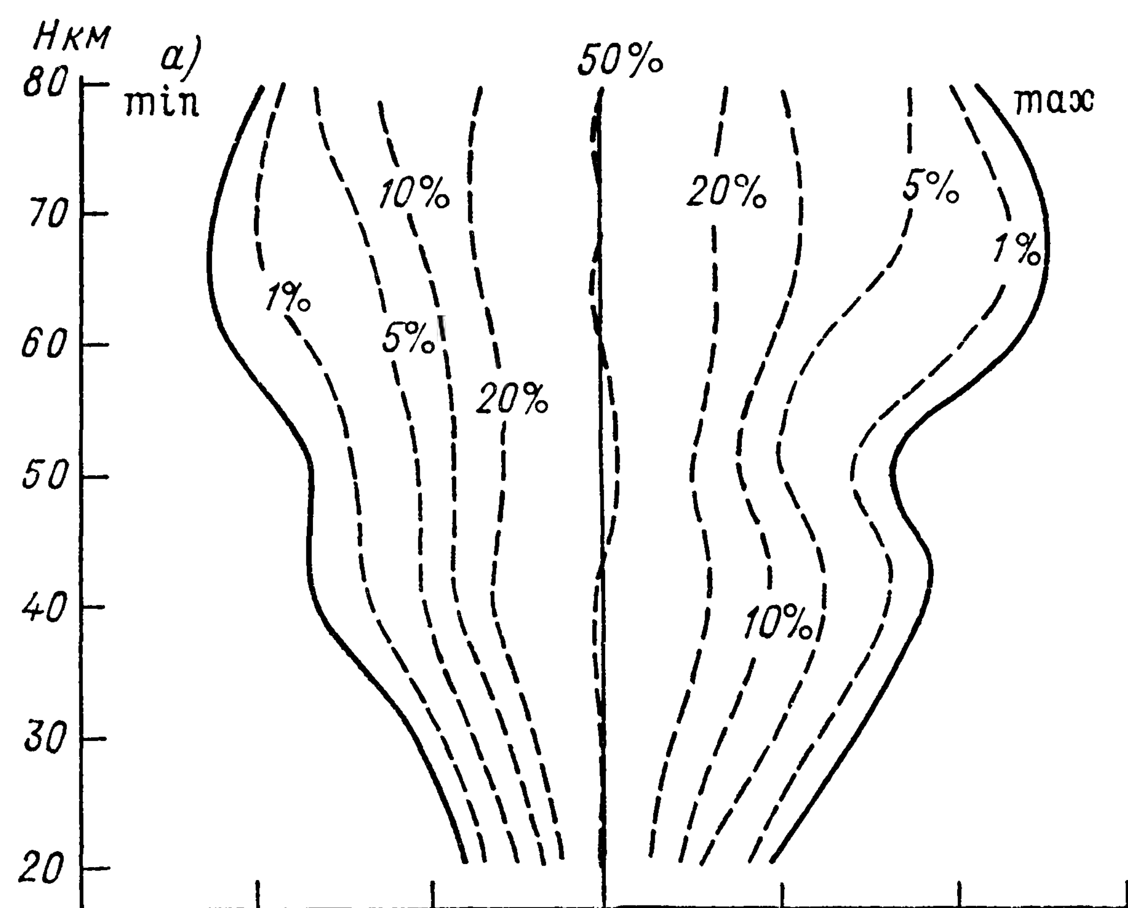


Рис. 12.9.1. Вероятностные отклонения температуры ΔT зимой в высоких и средних широтах северного полушария.

а — о. Хейса (81° с. ш.), *б* — Волгоград (49° с. ш.).

распределения). Эти функции характерны тем, что чем больше отклонение от среднего, тем меньше его вероятность.

Обычно плотность распределения нормируют на единицу. Тогда интеграл от функции распределения между двумя значениями аргумента (параметра) характеризует долю общей изменчивости, приходящейся на этот интервал. Можно решить и обратную задачу: для заданной доли (в %) определять интервал изменений аргумента, соответствующий этой доле. Обычно выбираются стандартные значения долей (квантилей) распределения: 0,01, 0,05, 0,10, 0,20, 0,50, 0,80, 0,90, 0,95, 0,99. Часть материалов, рассмотренных ниже, опубликована в [54, 55].



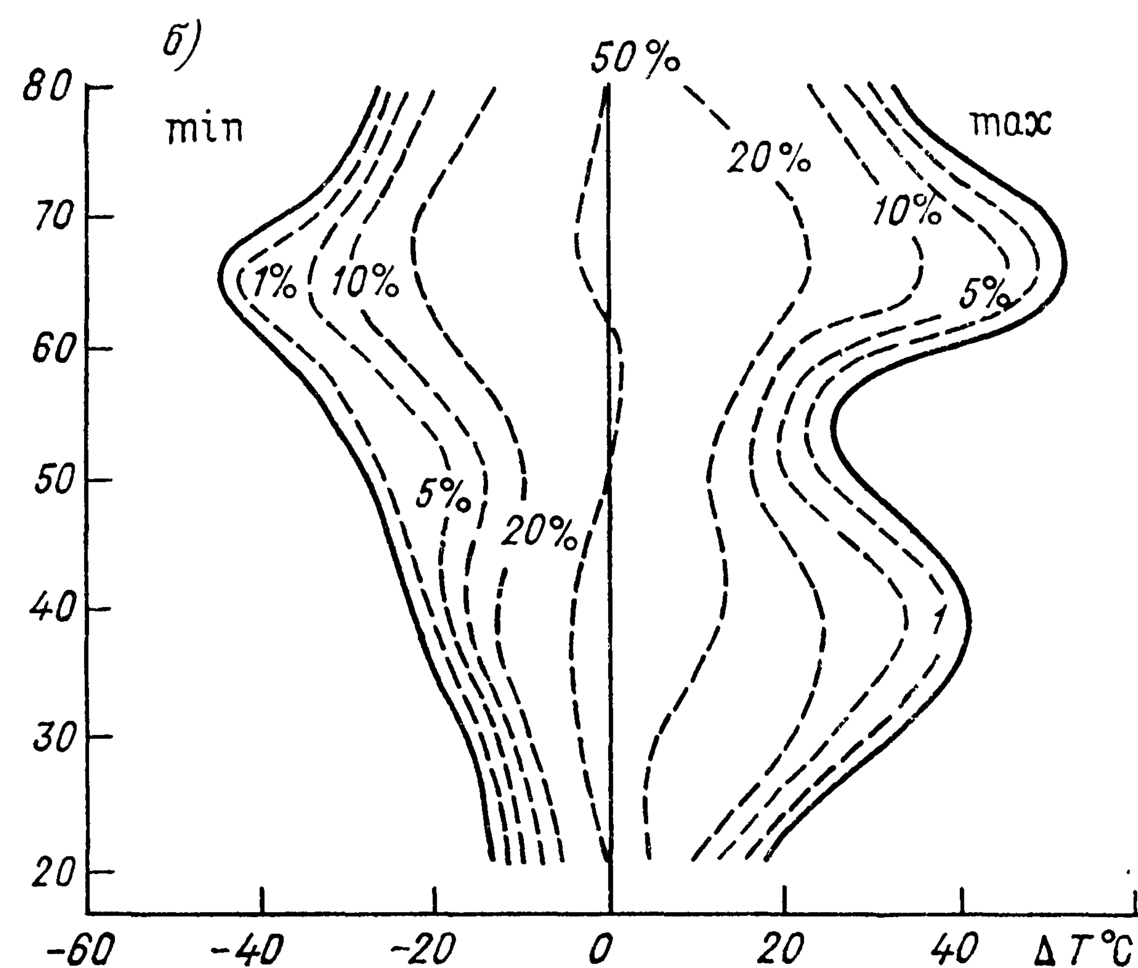


Рис. 12.9.2. Вероятностные отклонения температуры ΔT зимой в высоких и средних широтах южного полушария.

а — Молодежная (68° ю. ш.), *б* — о. Кергелен (49° ю. ш.).

На рис. 12.9.1 и 12.9.2 приведены примеры расчета квантилей одномерного распределения, характеризующие вероятностные отклонения температуры в высоких и средних широтах северного и южного полушария зимой. Относительный максимум отклонений в средней стратосфере подтверждается данными измерений со спутников [59]. Обращает на себя внимание ярко выраженная положительная асимметрия распределения вероятностных отклонений в средних широтах южного полушария, рассчитанных по данным зондирования на о. Кергелен (49° ю. ш.).

Аналогичные расчеты были проведены и для других метеорологических параметров страто-мезосферы: составляющих скорости ветра, давления и плотности. На рис. 12.9.3—12.9.5 представлены схемы глобального распределения положительных и отрицательных отклонений плотности с накопленной повторяемостью 5 %. Как видно, наибольшие вариации плотности наблюдаются в полярных районах. Обращает на себя внимание несимметричность распределения отклонений плотности зимой и в переходные сезоны в средних и высоких широтах, выраженная в несколько бо́льших значениях положительных отклонений по сравнению с отрицательными. Отчет-

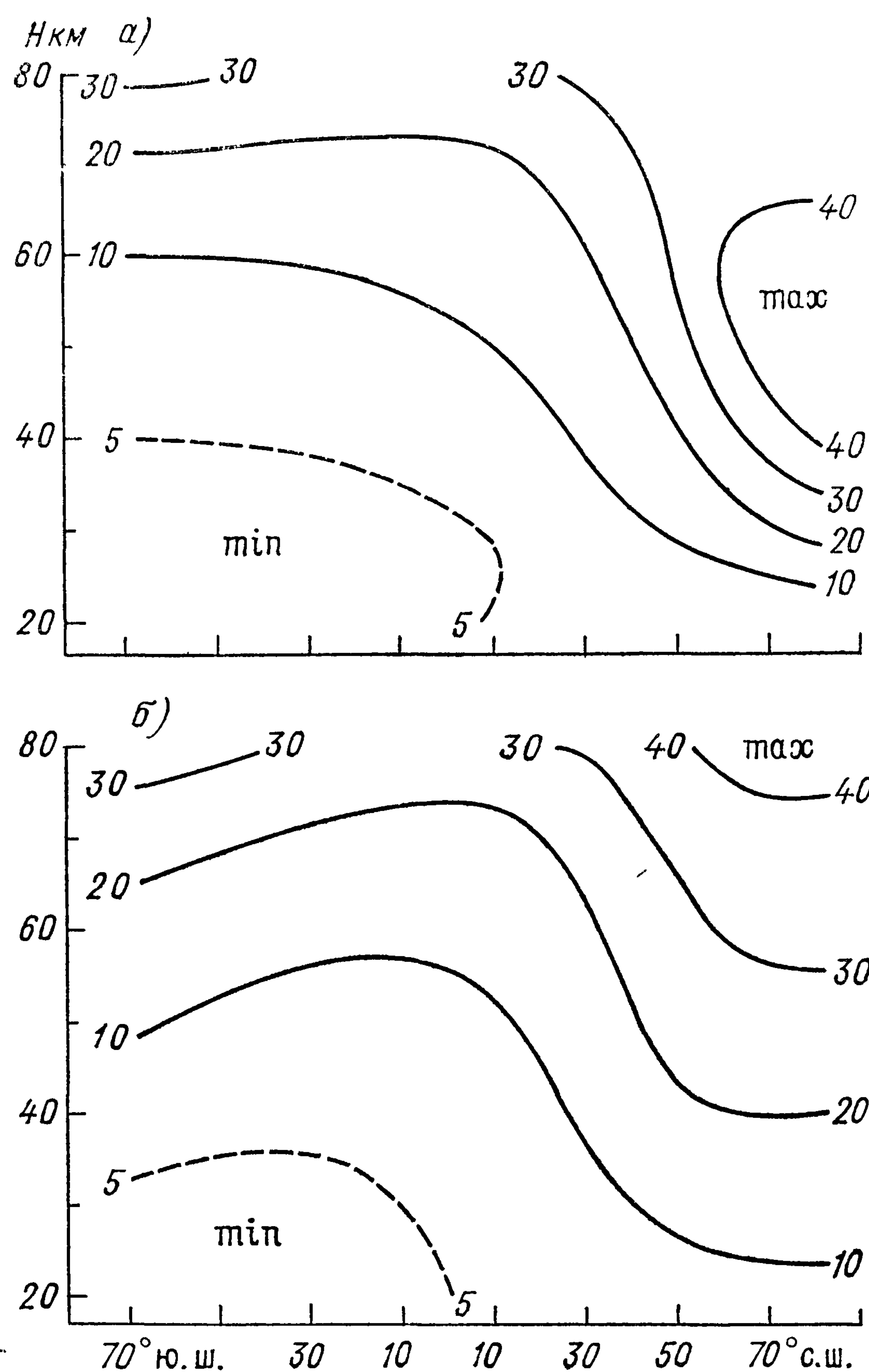


Рис. 12.9.3. Положительные (*а*) и отрицательные (*б*) отклонения плотности $(\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$ с накопленной повторяемостью 5 % в декабре—феврале.

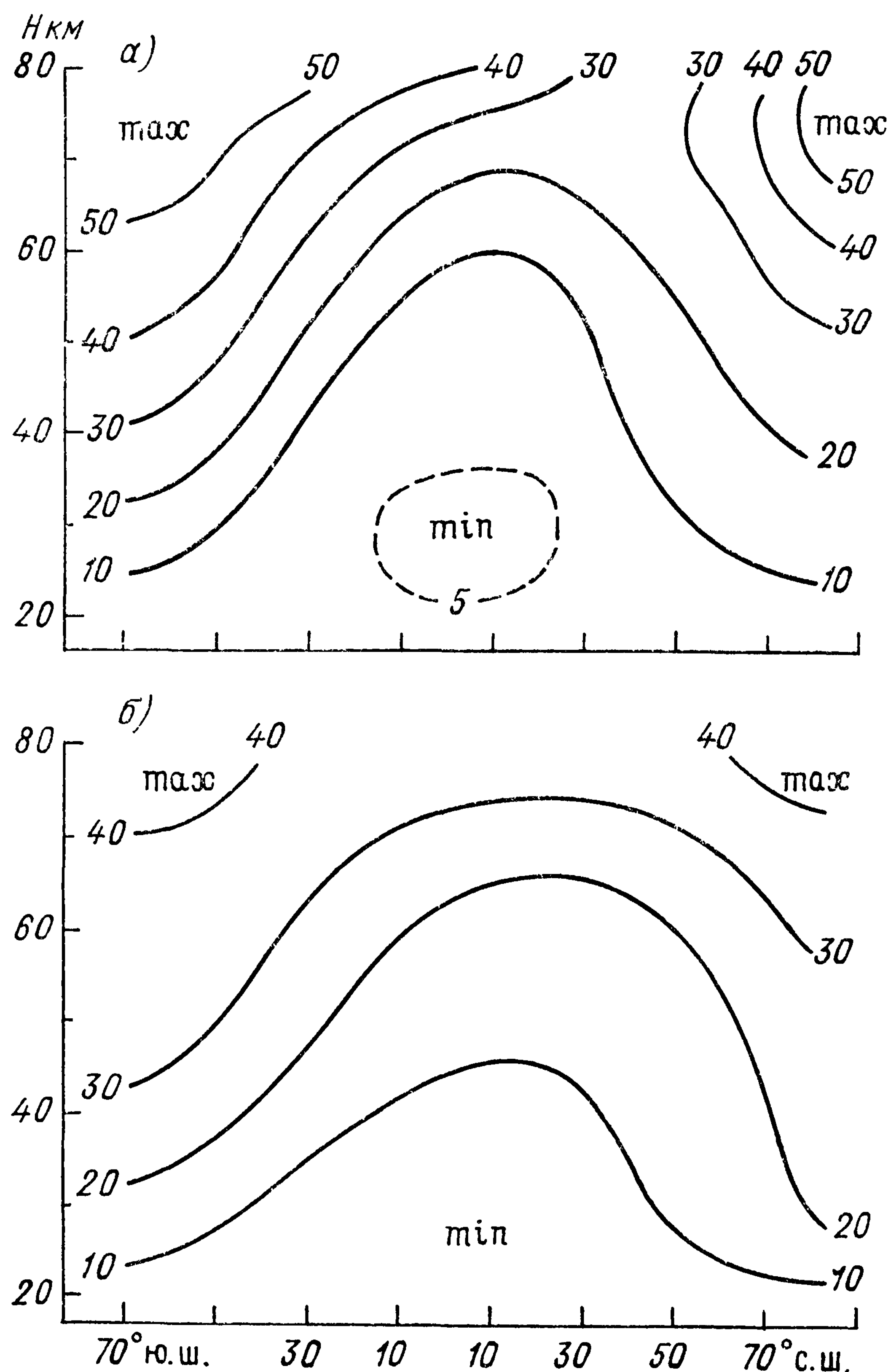


Рис. 12.9.4. Положительные (*а*) и отрицательные (*б*) отклонения плотности $(\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$ с накопленной повторяемостью 5 % в марте—мае.

ливо это проявляется зимой в средних широтах южного полушария, где в нижней мезосфере положительные отклонения оказываются вдвое большими (см. рис. 12.9.5).

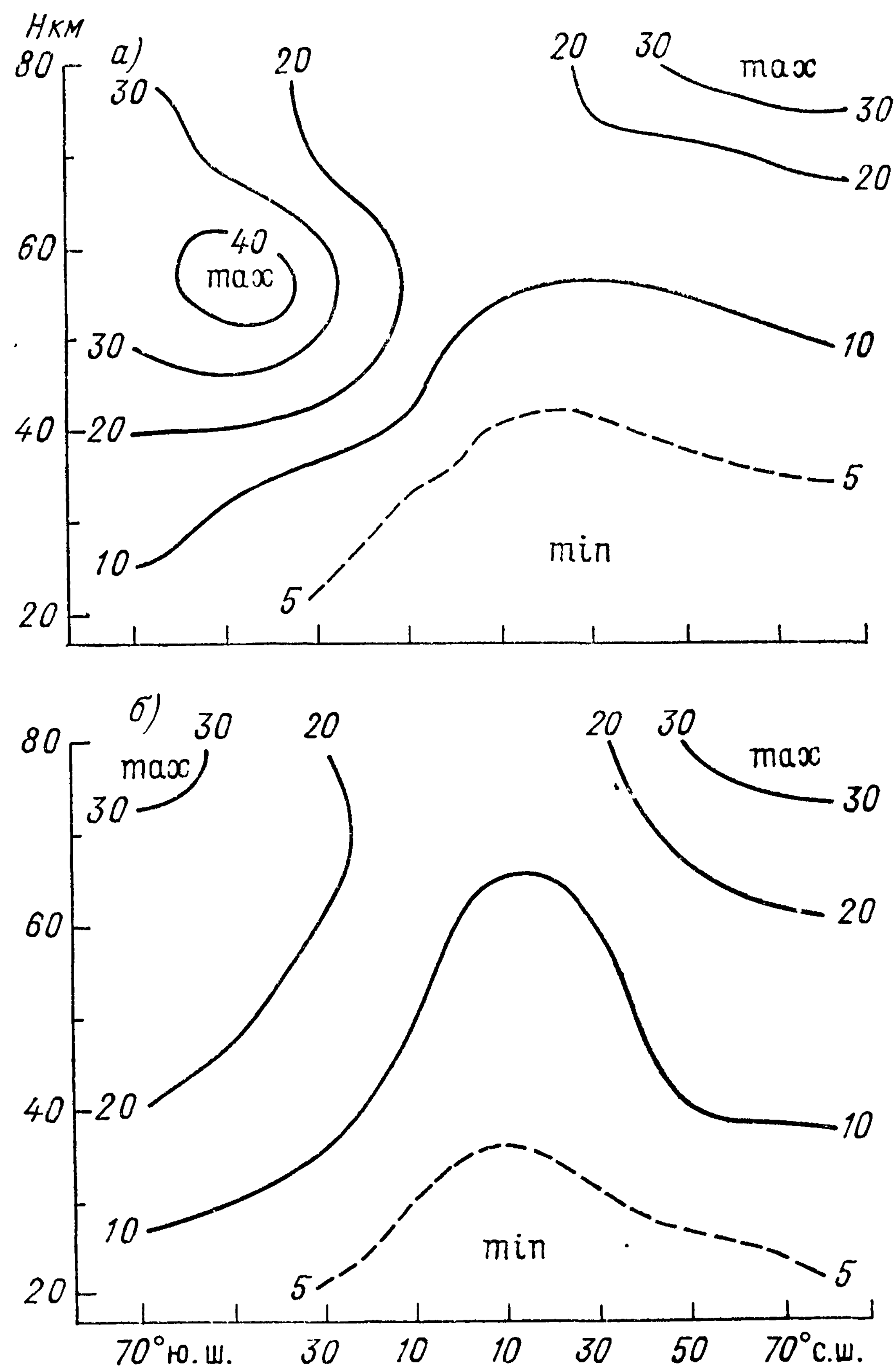


Рис. 12.9.5. Положительные (*а*) и отрицательные (*б*) отклонения плотности $(\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$ с накопленной повторяемостью 5 % в июне—августе.

12.10. ВЕРТИКАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ

Выводы о физической природе статистической структуры изменчивости можно сделать путем анализа вертикальных корреляционных функций. Для параметров $x(z)$ и $y(z)$ эта функция определяется формулой

$$R_{xy} = \langle [x(z) - \langle x(z)\rangle]\,[y(z') - \langle y(z')\rangle]\rangle,$$

символ $\langle\ \ \rangle$ означает усреднение по выборке. Если данные относятся к дискретным уровням, то говорят о корреляционной матрице. Для оценки значимости элементов корреляционных матриц используется преобразование Фишера [28]. Если $x \equiv y$, то говорят об автокорреляционной функции или автокорреляционной матрице

$$R_x = \langle [x(z) - \langle x(z)\rangle]\,[x(z') - \langle x(z')\rangle]\rangle.$$

При $z = z'$ автокорреляционная функция определяет уже рассмотренное среднеквадратическое отклонение

$$\sigma_x^2(z) = R_x(z, z).$$

Нормированную корреляционную функцию или матрицу коэффициентов взаимной корреляции определяют следующим образом:

$$r_{xy} = \frac{R_{xy}}{\sigma_x \sigma_y}.$$

Расчет матриц коэффициентов корреляции неоднократно использовался многими авторами для исследования взаимосвязи колебаний метеорологических параметров средней атмосферы как в пространстве, так и во времени [22, 26, 36]. В качественном отношении приводимые ниже результаты аналогичны данным, приведенным в работе [36] и рассчитанным по материалам американских станций ракетного зондирования. Однако приводимые здесь данные охватывают больший вы-

сотный интервал (20—80 км), и доверительные интервалы коэффициентов корреляции оказались несколько меньшими.

Для анализа связей вариаций метеорологических параметров по вертикали соответствующие матрицы коэффициентов автокорреляции удобно представлять в виде автокорреляционных функций. Примеры таких представлений приведены на рис. 12.10.1—12.10.3. Зимой в высоких широтах северного полушария наиболее часто наблюдаются противофазные колебания температуры (см. рис. 12.10.1), когда возрастание или понижение температуры в стратосфере сопровождается похолоданием или потеплением на наиболее высоких уровнях. Уже через 15—17 км от исходного уровня корреляционные связи уменьшаются до нуля, а выше становятся обратными. Летом корреляционные связи уменьшаются гораздо медленнее. Коэффициенты корреляции имеют положительные значения во всем рассматриваемом слое стратосферы и лишь выше 65 км становятся отрицательными. Весной функция с исходным уровнем корреляции 20 км в диапазоне 20—35 км сходна по своей структуре с зимней, однако выше носит противоположный характер. Осенью автокорреляционные функции температуры переходят через нуль несколько ниже. Следует отметить, что в это время года в высоких широтах как северного, так и южного полушария обратные корреляционные связи между колебаниями температуры в стратосфере и мезосфере оказываются максимальными.

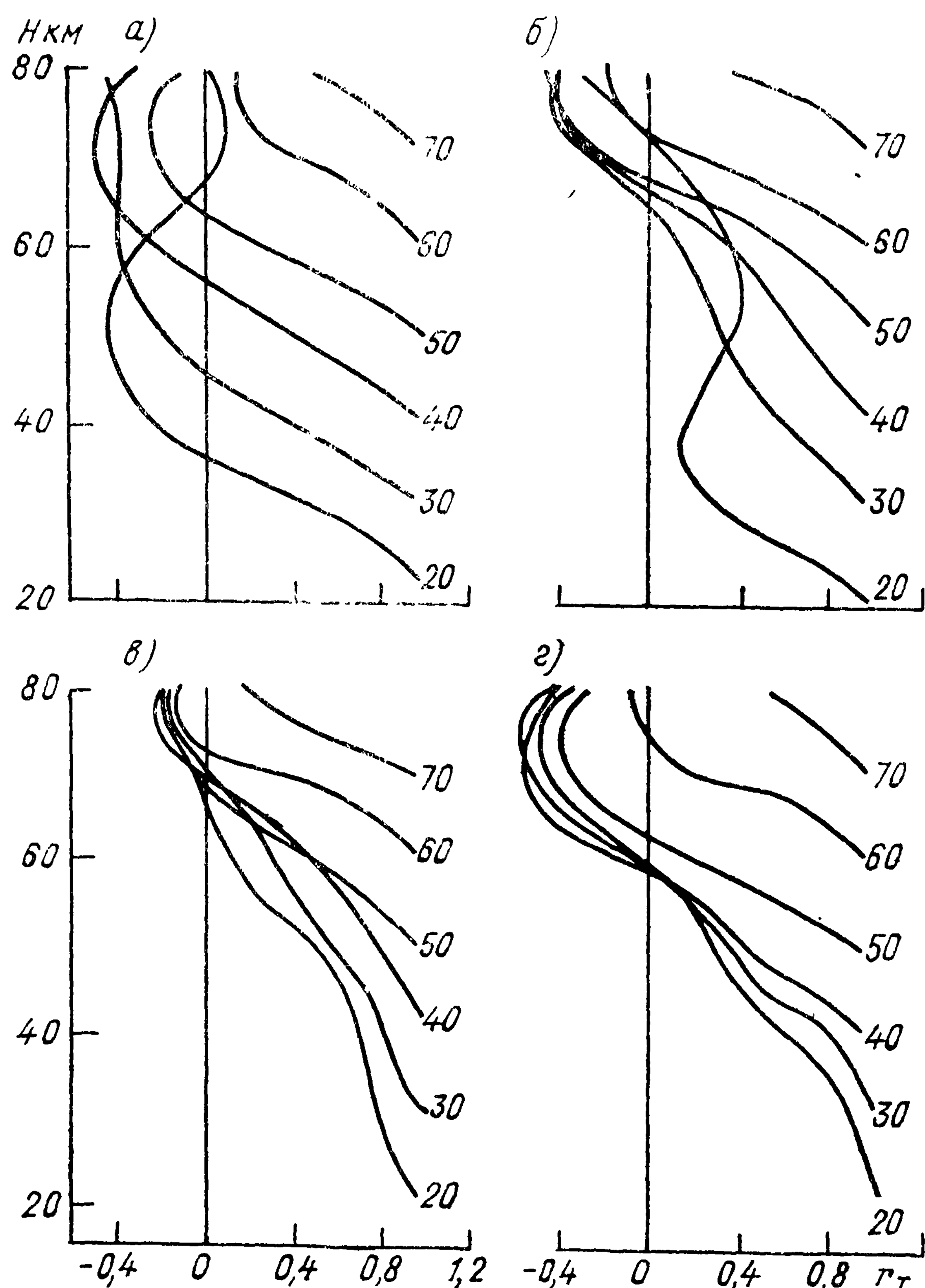


Рис. 12.10.1. Автокорреляционные функции температуры для зимы (*а*), весны (*б*), лета (*в*) и осени (*г*) в высоких широтах северного полушария (о. Хейса). Цифры у кривых указывают исходный уровень корреляции.

Расчет матриц коэффициентов автокорреляции для станций, расположенных в различных широтных зонах северного и южного полушария, позволил получить первое представление о характере вертикальных связей вариаций метеорологических параметров в глобальном масштабе. На рис. 12.10.2 приведено меридиональное распределение коэффициентов автокорреляции температуры с исходным уровнем 25 км для периодов с декабря по февраль и с июня по август.

В июне — августе (рис. 12.10.2 *б*) поле изокорреляций не является зеркальным отображением рис. 12.10.2 *а*. Оно имеет настолько явные специфические особенности, что можно говорить о наличии межполушарных различий в структуре автокорреляционных функций температуры. Обращает на себя внимание структура корреляционных функций в тропической зоне северного полушария, рассчитанных по данным ракетных

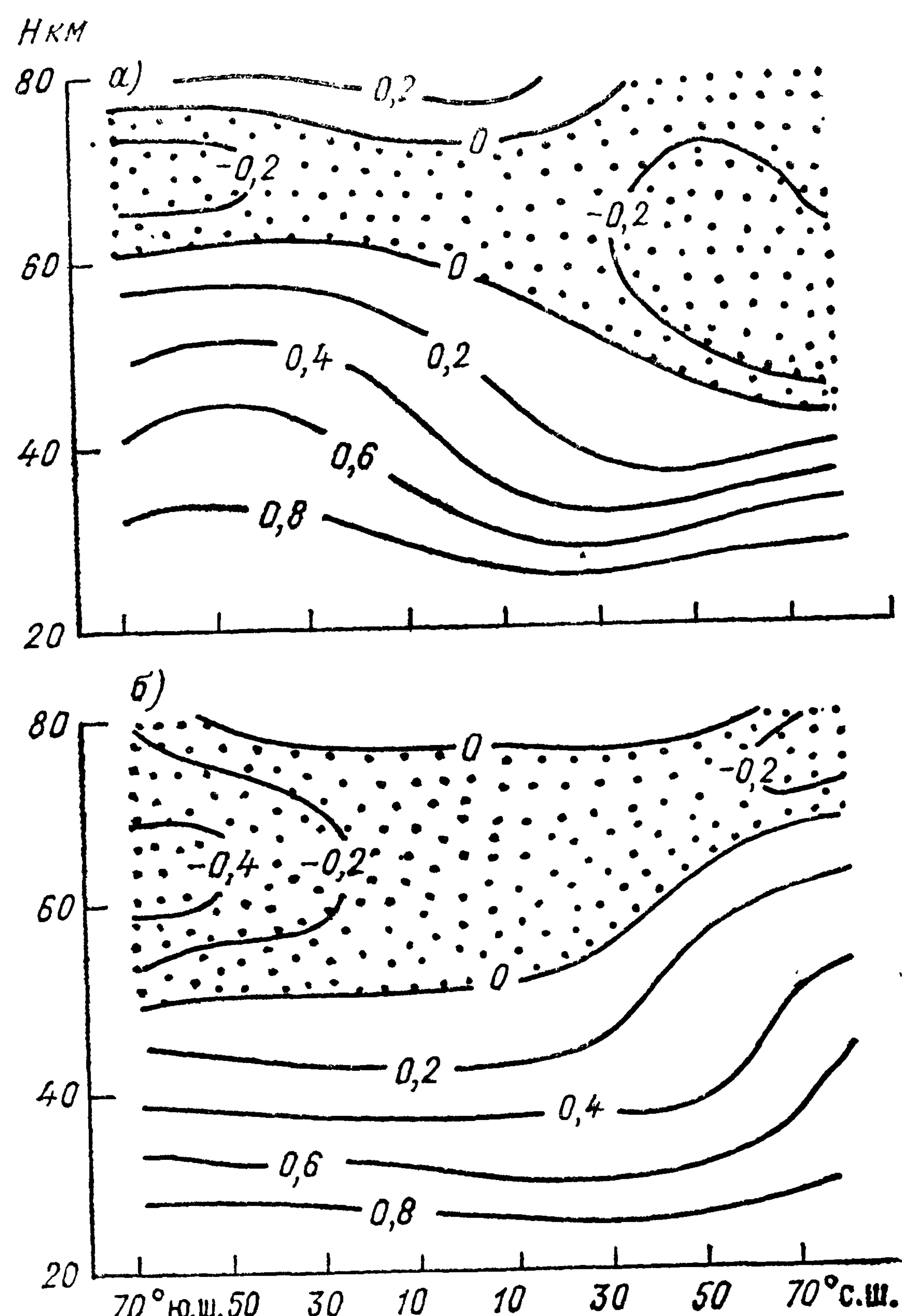


Рис. 12.10.2. Глобальное меридиональное распределение коэффициентов автокорреляции температуры (высота исходного уровня корреляции 25 км) в декабре—феврале (*а*) и июне—августе (*б*).

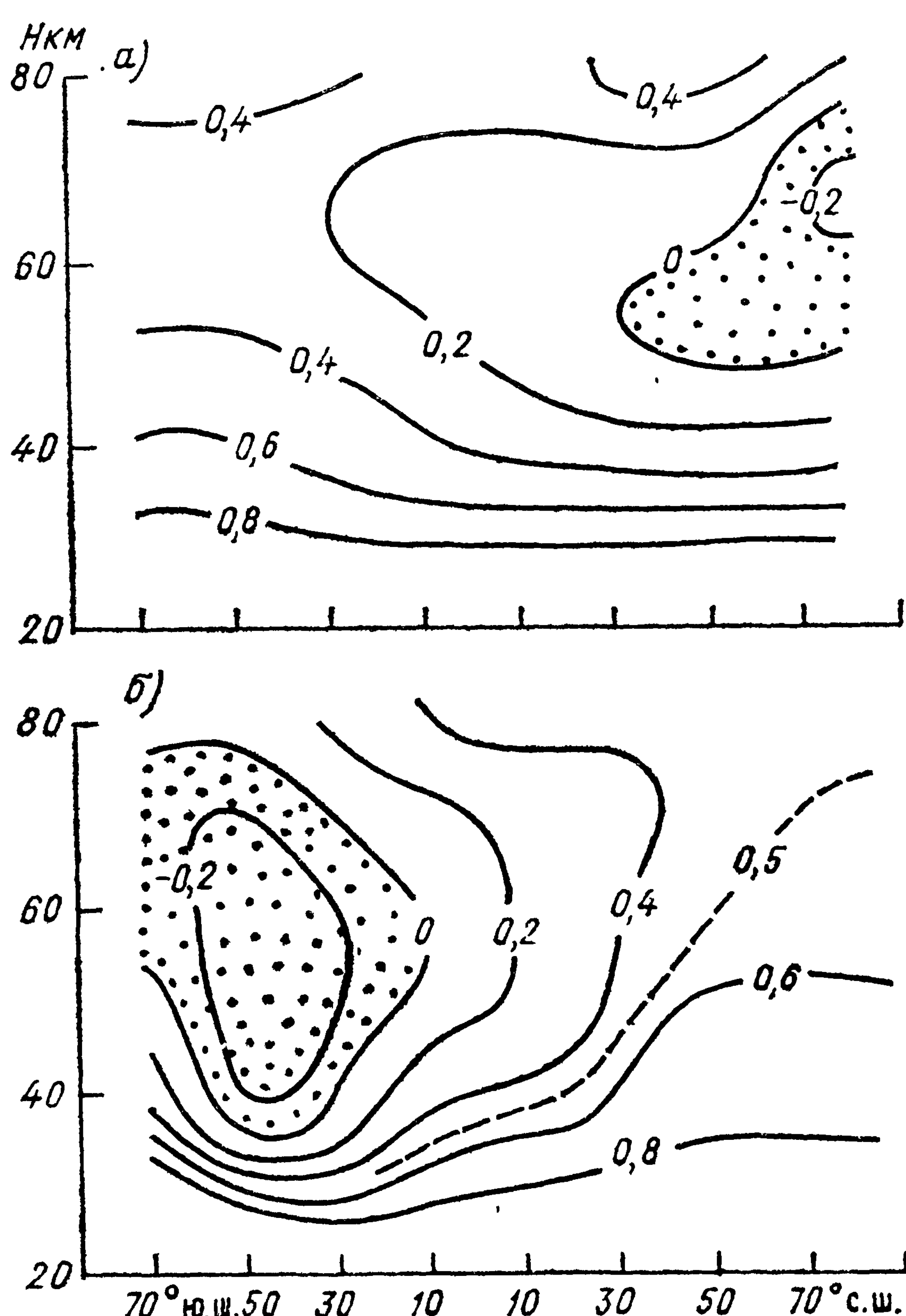


Рис. 12.10.3. Глобальное меридиональное распределение коэффициентов автокорреляции плотности (высота исходного уровня корреляции 25 км) в декабре—феврале (*а*) и июне—августе (*б*).

измерений на полигоне Тумба. В любое время года она имеет особенности, характерные для структуры корреляционных функций температуры средних и высоких широт южного полушария. Можно предположить, что температурные вариации средней атмосферы в низких широтах северного полушария в какой-то мере определяются процессами, развивающимися в стратосфере и мезосфере южного полушария. На рис. 12.10.3 представлены результаты сопоставления структурных особенностей вертикальных корреляционных связей вариаций плотности в различных широтных зонах северного и южного полушария. Как и при анализе корреляционных функций температуры, в данном случае наблюдаются довольно значительные межполушарные различия.

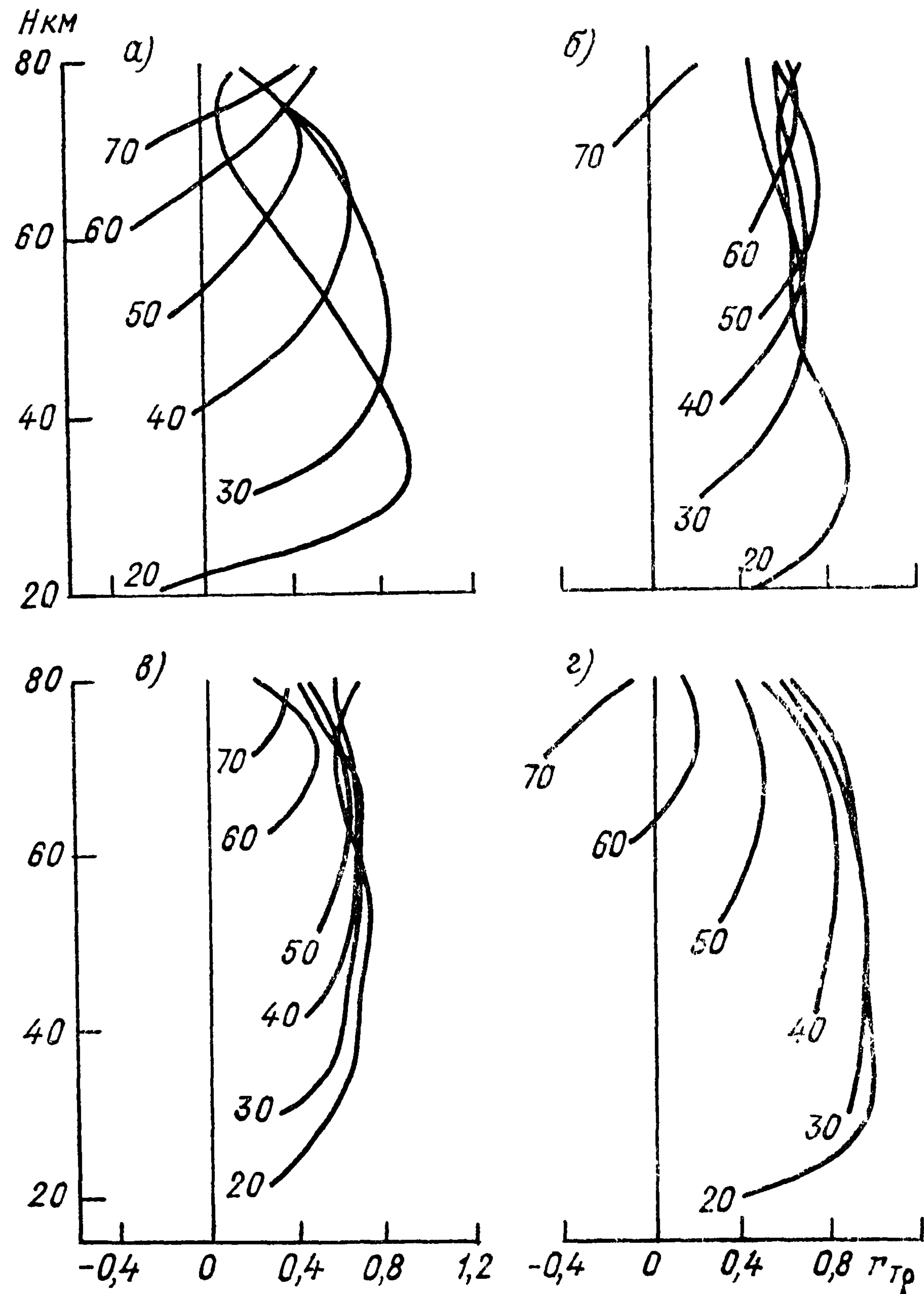


Рис. 12.10.4. Взаимокорреляционные функции температуры и плотности для зимы (*а*), весны (*б*), лета (*в*) и осени (*г*) в высоких широтах северного полушария (о. Хейса).

Расчет матриц коэффициентов взаимной корреляции позволяет оценить связи вариаций различных метеорологических параметров. На рис. 12.10.4 представлены графики взаимных корреляционных функций температуры и плотности, построенные на основе данных измерений на о. Хейса. Анализ значений диагональных элементов взаимных корреляционных матриц температуры и плотности показал, что в стратосфере и мезосфере связи между ними в течение всего года либо незначительны, либо практически отсутствуют. Исключение составляет осенний сезон, в котором в высоких и средних широтах обоих полушарий корреляционная связь между вариациями температуры и плотности на фиксированных уровнях достаточно велика (табл. 12.10.1). Данные, приведенные в табл. 12.10.1, свидетельствуют, что если в стратосфере в сентябре — ноябре повышение или понижение температуры обычно сопровождается синхронными изменениями плотности, то в мезосфере колебания этих параметров носят противофазный характер.

Корреляционные связи между составляющими скорости ветра и термодинамическими параметрами средней атмосферы оказались незначительными.

Следует, правда, отметить, что в отдельных случаях корреляционная связь между вариациями циркуляционных потоков и температурой, давлением и плотностью оказывается достаточно большой. На рис. 12.10.5 показано глобальное распределение коэффициентов взаимной корреляции зональной составляющей скорости ветра и плотности. Наиболее интересным представляется поведение корреляционных функций в средних широтах зимнего полушария. Наличие в этих районах обширных областей с обратной корреляционной связью указывает на то, что ослабление западных потоков в нижней стратосфере часто происходит с одновременным увеличением плотности в верхней стратосфере и нижней мезосфере. В экваториальных районах наблюдается обратная картина, хотя значение коэффициентов корреляции не столь велики. Большие межполушарные различия в структуре корреляционных функций летом трудно объяснимы и требуют дальнейшего исследования.

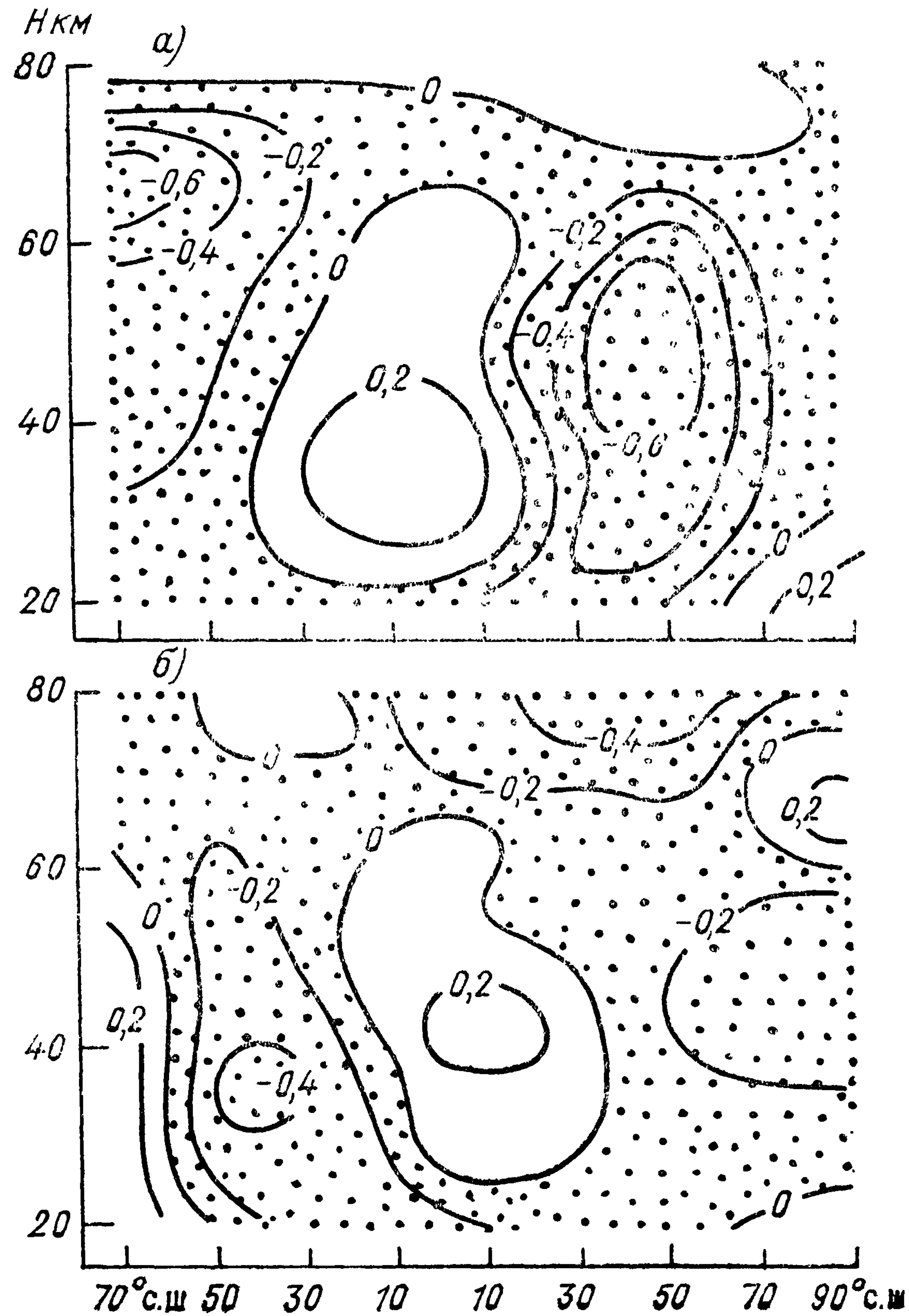


Рис. 12.10.5. Глобальное меридиональное распределение коэффициентов взаимной корреляции зональной составляющей скорости ветра и плотности (высота исходного уровня корреляции 25 км) в декабре—феврале (*а*) и июне—августе (*б*).

Кратко опишем данные о корреляционных горизонтальных связях метеорологических параметров в средней атмосфере. Поскольку речь идет об отклонениях от климата, то необходимо иметь достаточно подробное описание климатических норм на поверхности сферы. Как было показано в главе 11, такие климатические описания средней атмосферы только появляются и проводятся с использованием данных аэрологического зондирования. В частности, был исследован вид автокорреляционных функций геопотенциальной высоты уровня 10 гПа и температуры [24, 25]. Полученные оценки исходят

Таблица 12.10.1

Значения диагональных элементов взаимных корреляционных матриц температуры и плотности. Осень

Н км	о. Хейса	Точка „С“	Волгоград	Молодежная
80	—0,28		—0,11	—0,64
75	—0,54		—0,27	—0,41
70	—0,50		—0,45	—0,36
65	—0,33		—0,46	—0,36
60	—0,13		—0,26	—0,26
55	—0,16	0,19	0,14	0,00
50	0,26	0,53	0,35	0,32
45	0,43	0,73	0,50	0,55
40	0,72	0,69	0,57	0,63
35	0,84	0,59	0,58	0,71
30	0,86	0,49	0,52	0,74
25	0,77	0,24	0,41	0,72
20	0,38		0,13	0,29

из изотропности автокорреляционной функции. Если радиус корреляции определять по первому пересечению функцией нуля, то он соответствует 30—60° и, следовательно, для средних широт превышает 4000 км (рис. 12.10.6).

По данным нескольких радиометеорных станций была сделана попытка измерения автокорреляционной функции компонент ветра на высоте 93 км [30]. Оценки радиуса корреляции несколько ниже данных по аэрологическому зондированию на уровне 10 гПа. Поэтому можно ожидать, что в интервале высот 30—90 км автокорреляционные функции метеорологических параметров имеют примерно указанные выше автокорреляционные радиусы. Можно отметить, что поведение функций на расстояниях, бо́льших 0,6—1 рад, практически неизвестно.

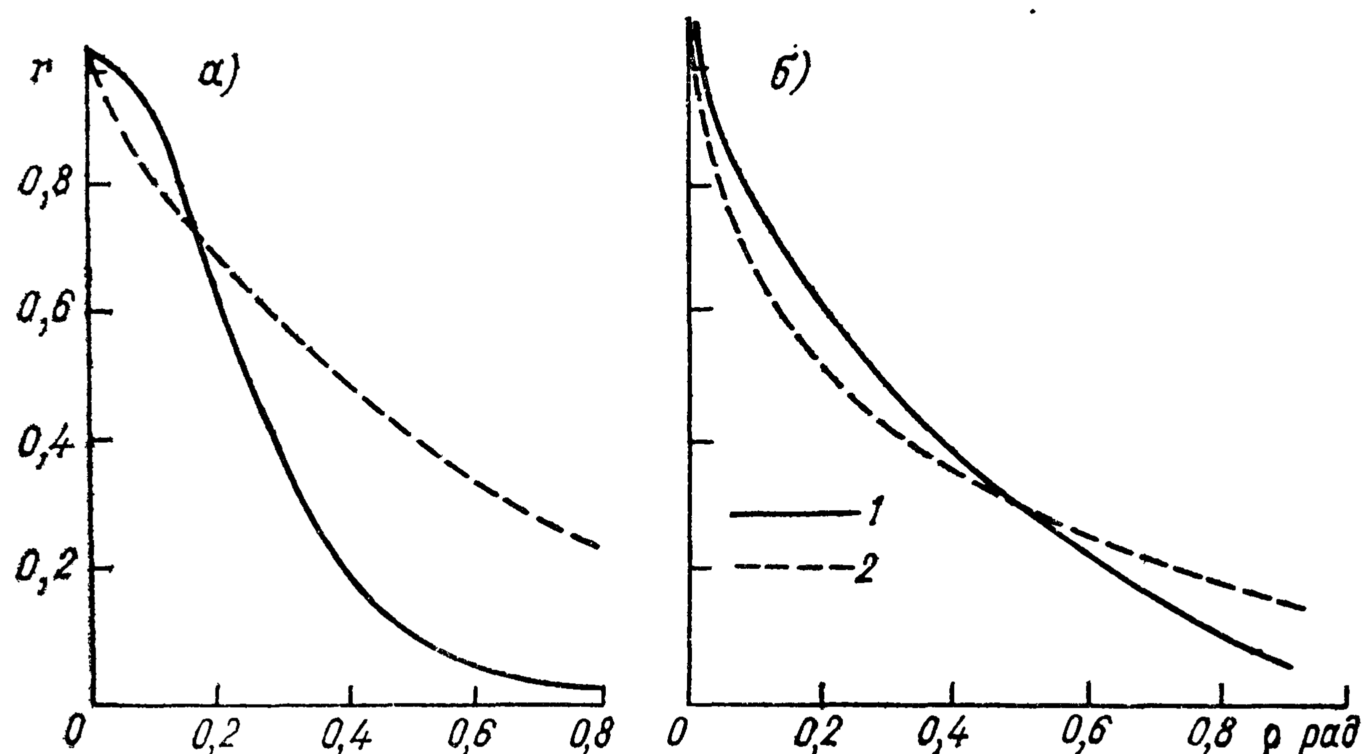


Рис. 12.10.6. Корреляционные функции геопотенциальной высоты (*а*) и температуры (*б*) изобарической поверхности 10 гПа в угловой мере расстояния.

1 — зима, *2* — лето.

12.11. ЕСТЕСТВЕННЫЕ ОРТОГОНАЛЬНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ

В последнее время достаточно большое внимание уделяется задаче разложения последовательности метеорологических полей на естественные ортогональные составляющие. В СССР этими вопросами начали заниматься в конце 50-х — начале 60-х годов [2, 29]. Позднее метод представления метеорологических полей посредством разложения по естественным составляющим получил дальнейшее развитие [16, 17, 31, 32, 37, 54]. Главным достоинством этого метода является возможность с помощью малого числа членов ряда описать практически весь спектр вариаций параметров атмосферы.

Допустим, что в результате статистических оценок найден модельный профиль рассматриваемого параметра как функция высоты $f_0(z)$. Тогда каждый конкретный профиль в области высот от условного нуля до L может быть представлен в виде

$$f(z) = f_0(z) + \sum_{i}^{\infty} c_i F_i(z), \qquad (12.11.1)$$

где c_i — случайные коэффициенты, имеющие размерность рассматриваемого параметра, $F_i(z)$ — некоторая полная система безразмерных функций. Эта система базисных функций удовлетворяет интегральному уравнению

$$\int_0^L R(z, z') F_k(z') \frac{dz'}{H(z')} = a_k^2 F_k(z). \qquad (12.11.2)$$

Функции $F_k(t)$ ортонормированы. Условие нормировки имеет вид

$$\int_0^L F_i(z') F_k(z') \frac{dz'}{H(z')} = \delta_{ik}. \qquad (12.11.3)$$

Если интеграл заменить интегральной суммой для конечного числа высотных уровней, то интегральное уравнение превращается в систему алгебраических уравнений, а ядро интегрального уравнения (автокорреляционная функция) — в автокорреляционную матрицу.

В этом случае естественная ортогональная функция $F_k(t)$ превращается в собственный вектор матрицы, а собственное число a_k^2 интегрального уравнения — в собственное число матрицы. При этом

$$R(z, z') = \sum_{k=1}^{\infty} a_k^2 F_k(z) F_k(z'). \qquad (12.11.4)$$

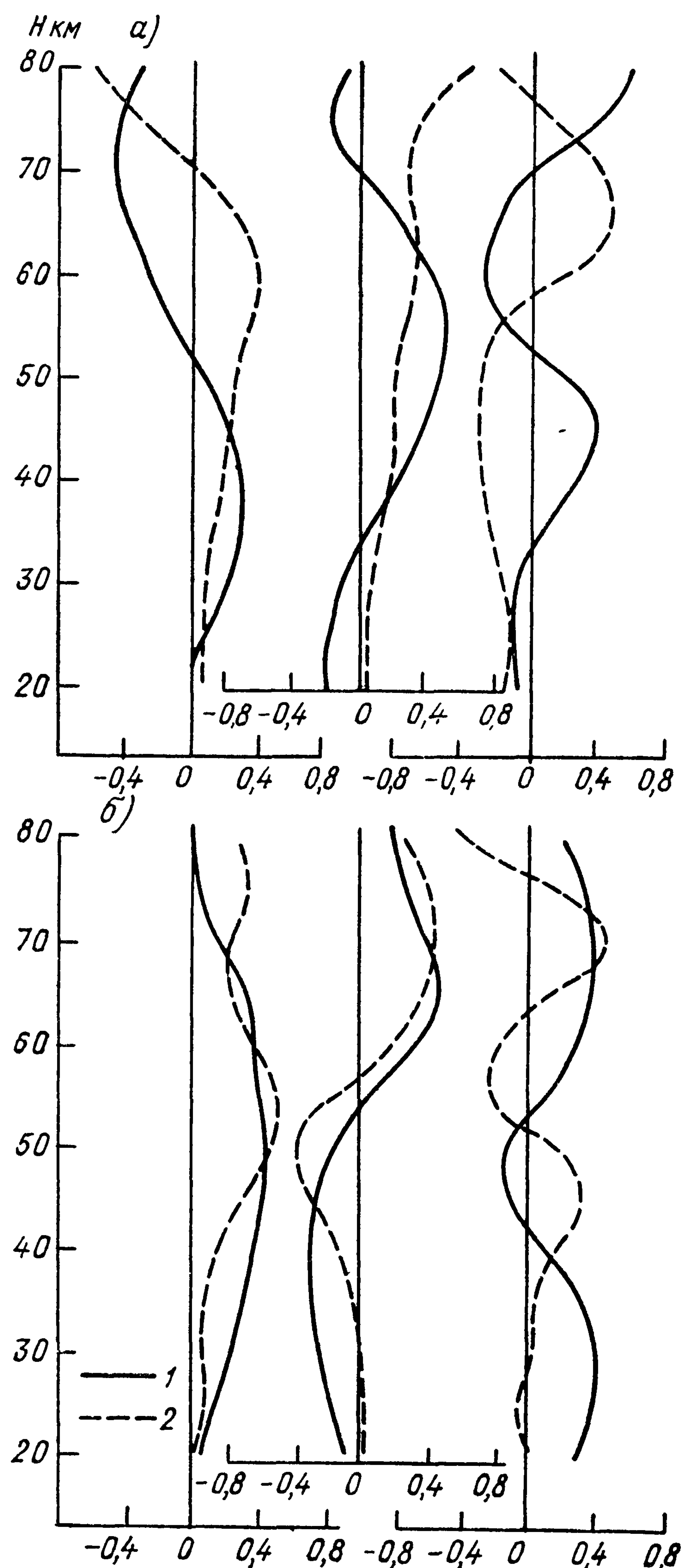


Рис. 12.11.1. Естественные ортогональные функции температуры (*а*) и зональной составляющей скорости ветра (*б*), рассчитанные по данным ракетного зондирования на о. Хейса.

1 — зима, *2* — лето.

Число k, как правило, определяет число нулей собственной функции. Для $k = 1$ — отсутствие нулей, $k = 2$ — один нуль и т. д. Таким образом, разложение по собственным функциям представляет собой разложение по спектру вертикальных масштабов вариаций. Величина

$$d_k(i) = \frac{a_k^2 F_k^2(i)}{\sum_{k=1}^{m} a_k^2 F_k^2(i)} \qquad (12.11.5)$$

определяет вклад функции F_k в общую изменчивость.

В работах [16, 29] показано, что система собственных функций уравнения (12.11.2) оптимальным образом (в смысле среднего квадратического приближения) описывает рассматриваемую последовательность метеорологических полей при некотором ограниченном числе членов разложения. Не менее важным следует признать свойство известной статистической устойчивости естественных ортогональных составляющих при изменении широты [31, 32].

На рис. 12.11.1 в качестве примера приведены первые три естественные ортогональные функции, характеризующие

вариации температуры и зональной составляющей скорости ветра в высоких широтах северного полушария (всего рассчитывалось десять функций). Функции нанесены на график в порядке убывания собственных значений корреляционных матриц. Как видно, наиболее вероятными являются противофазные вариации температуры, когда похолодание или потепление в стратосфере сопровождаются противоположными изменениями температуры в мезосфере зимой и в верхней мезосфере летом. Зимой второй по вкладу в общую дисперсию температуры оказывается функция, описывающая более

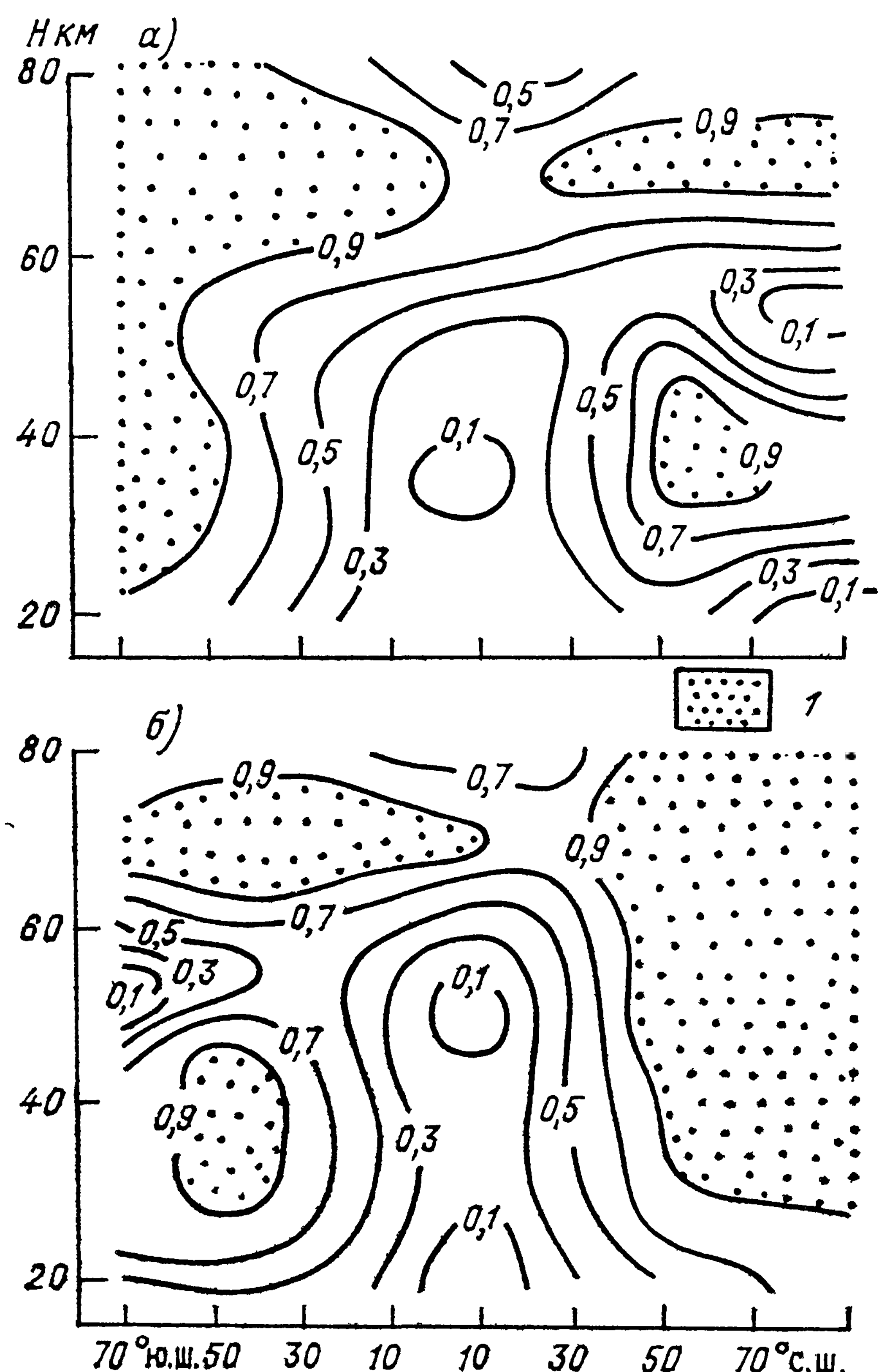


Рис. 12.11.2. Вклад волновых возмущений с вертикальным масштабом $l>60$ км в изменчивость температуры в декабре—феврале (*а*) и июне—августе (*б*).

1 — области, где величины $d_k(i) \geqslant 0{,}9$.

сложную ситуацию, при которой потеплению (похолоданию) в нижней стратосфере и верхней мезосфере сопутствует похолодание (потепление) в районе стратопаузы. Летом на втором месте стоит функция, отражающая одинаковые изменения температуры во всем слое страто-мезосферы. Весной и осенью изменчивость термического режима в Арктике также определяется в основном процессами, вызывающими противофазные колебания температуры в стратосфере и мезосфере.

Зимой и осенью во всех широтных зонах северного и южного полушария структура естественных ортогональных функций температуры имеет в общем сходный характер. Летом и весной между Арктикой и Антарктикой наблюдаются определенные различия. Обращает на себя внимание тот факт, что в Антарктике, по сравнению с полярными районами северного полушария, в формировании термического режима значительно бо́льшую роль играют процессы, сопровождающиеся одинаковыми изменениями температуры в стратосфере и мезосфере. На графиках функция, описывающая эти процессы, стоит на первом месте летом и на втором — весной.

При практическом использовании естественных ортогональных составляющих необходимо иметь представление о скорости сходимости разложений по оптимальным функциям на отдельных уровнях. На рис. 12.11.2 приведены схемы глобального распределения величин $d_k(i)$, характеризующих вклад в общую дисперсию температуры волновых возмущений с вертикальным масштабом $l>60$ км. Эти возмущения описываются двумя естественными составляющими: первая не имеет ни одного нуля в рассматриваемом интервале высот (20—80 км), а вторая имеет один нуль. Анализ рис. 12.11.2 показывает, что летом этих двух функций вполне достаточно для описания термического режима практически во всем слое страто-мезосферы в средних и высоких широтах обоих полушарий. Исключение составляет нижняя стратосфера, которая находится под определенным воздействием волновых процессов меньшего масштаба, развивающихся в тропосфере. Зимой наибольший вклад этих функций отмечается в умеренных широтах в средней стратосфере и средней мезосфере. Интересно, что в тропической стратосфере, а также на уровне

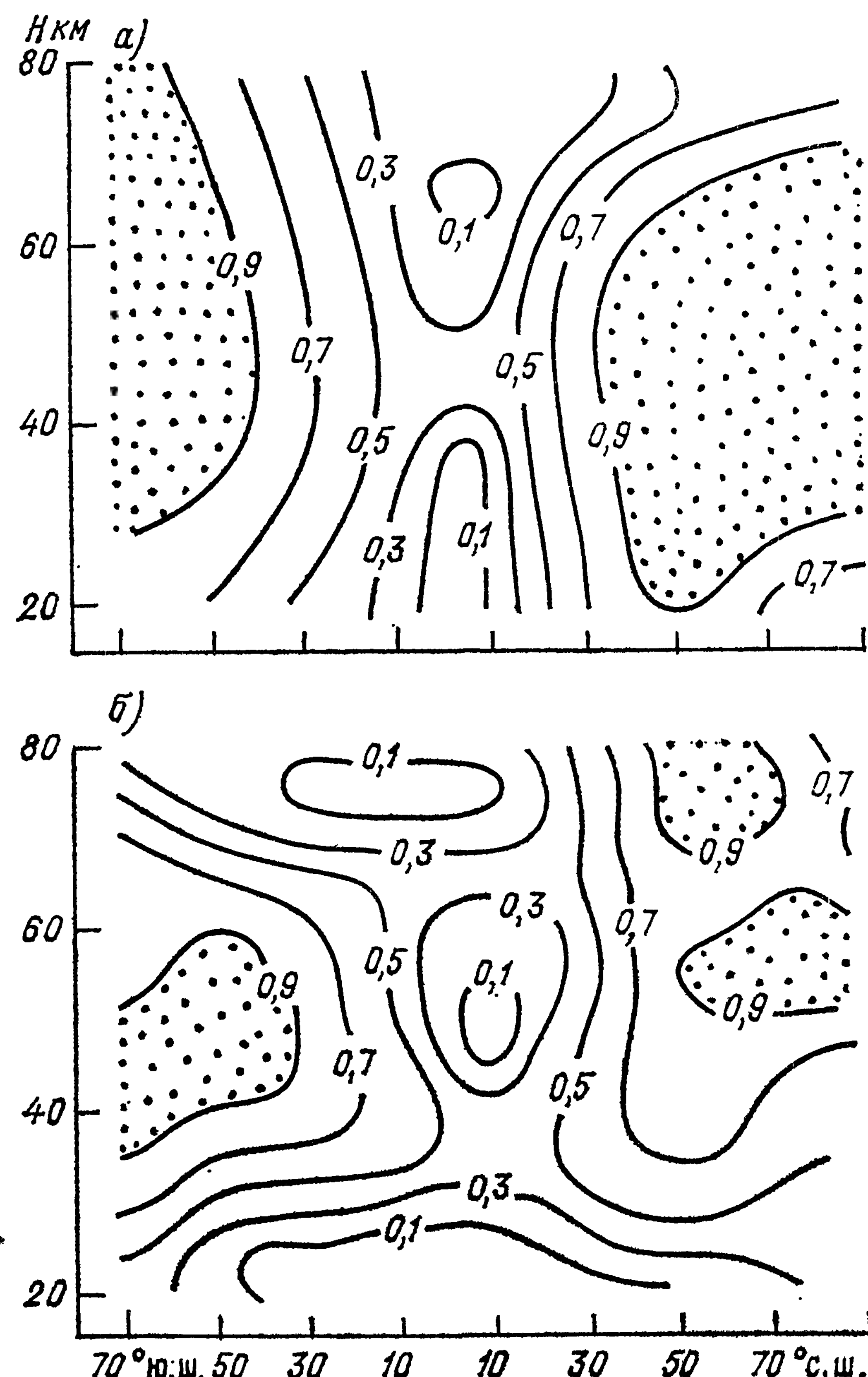


Рис. 12.11.3. Вклад волновых возмущений с вертикальным масштабом $l>60$ км в изменчивость зональной составляющей скорости ветра в декабре—феврале (*а*) и июне—августе (*б*).

стратопаузы в высоких широтах зимнего полушария волновые возмущения с $l > 60$ км заметного влияния на формирование термического режима не оказывают.

При рассмотрении естественных ортогональных функций составляющих скорости ветра обращает на себя внимание, что почти во все сезоны и во всех широтных зонах, за исключением тропических районов, структура этих функций имеет весьма сходный характер. На первом месте по вкладу в общую дисперсию стоят функции, не имеющие ни одного нуля, в диапазоне высот 20—80 км. На втором месте стоят функции, имеющие один нуль и отражающие возможность реализации противофазных вариаций ветра. Указанные функции достаточно полно характеризуют режим циркуляции в высоких и средних широтах выше 30—35 км. Для аналитического представления изменчивости ветра в тропических и экваториальных широтах следует использовать большее число функций. Более сложный спектр колебаний скорости ветра наблюдается также зимой в верхней мезосфере и практически в течение года в нижней стратосфере (рис. 12.11.3). Наименьшее число ортогональных функций требуется для описания изменчивости давления и плотности.

12.12. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПЛАНЕТАРНЫЕ ВОЛНЫ

Здесь речь может идти о нестационарности во времени немигрирующих планетарных волн, привязанных к неоднородностям орографии и температуры подстилающей поверхности,

и о мигрирующих планетарных волнах тропосферы и стратосферы или волнах Росби. Последние с трудом выделяются ракетной сетью, но довольно уверенно могут быть выделены приборами термического зондирования со спутников (например, прибором SSU на борту спутников «Трайрос-Н» и НУОА). Ниже мы приведем ряд выводов, полученных по данным спутников о поведении волн Росби в стратосфере, из работы [61]. Любая волна будет характеризоваться парой чисел (s, l). Здесь s — зональное волновое число, а l — 1 число нулей у функции между полюсами. С этой точки зрения рассматриваются волны (1, 1), (1, 2), (1, 3) и (2,1), имеющие, согласно теории Росби—Блиновой, периоды 5, 10, 16 и 4 сут соответственно.

Авторы работы [61] отмечают следующее:

1) указанные моды появляются нерегулярно в течение всего года и в большинстве случаев длятся 1—2 месяца;

2) их амплитуда в северном полушарии больше, чем в южном, вследствие асимметричности среднего зонального потока относительно экватора;

3) их вертикальная структура подобна простой моде волны Лэмба, т. е. их фаза практически не меняется с высотой.

Авторы отмечают также, что с ростом s и l растет влияние неоднородностей фонового поля параметров на эти моды, область периодов волн расширяется. Моды (1, 1) и (2, 1) никогда не существуют одновременно, в то время как более высокие моды могут появиться одновременно. Обращается внимание на то, что некоторые моды (не указано какие) появляются перед стратосферными потеплениями. В этот период амплитуды волн Росби могут достигать порядка величины амплитуды стоячих планетарных волн. Может также наблюдаться взаимодействие мигрирующей волны Росби со стоячей планетарной волной, при этом постоянные компоненты вектора Элиассена—Палма начинают осциллировать во времени с периодом волны Росби.

Эта идея взаимодействия стоячей волны с волной Росби подтверждается также лидарными измерениями температуры в области высот 30—90 км в Верхнем Провансе, ведущимися с 1981 г. Отмечается случайное присутствие волн Росби зимой с периодами 5—20 дней, сопровождающееся стратосферными потеплениями и связанными с ними мезосферными похолоданиями, отделенными друг от друга периодами в 25—50 дней [60]. Авторы [61] связывают эти потепления и похолодания с нелинейным взаимодействием стоячих волн и волн Росби.

Различие в картах, построенных по данным разных приборов, установленных на спутниках, для одних и тех же дней, можно найти в [49, 50]. Хотя качественно поля, получаемые разными приборами или одним и тем же прибором на разных спутниках, дают качественно согласующуюся картину планетарных волн; более сложные характеристики, такие, как вектор Элиассена—Палма и его дивергенция, имеющие отношение к прогнозу, значительно различаются в стратосфере. И это пока мешает использованию спутниковых данных в задачах прогноза.

Подводя итог сказанному выше, отметим, что в настоящее время имеются качественные оценки нестационарности немигрирующих планетарных волн и мигрирующих волн Росби. Эти данные получаются на оперативной основе со спутников в США и Англии.

12.13. МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

Мезомасштабные вариации параметров средней атмосферы характеризуются временными масштабами от нескольких минут до нескольких часов. Вариации с периодами более 5 мин и до нескольких часов с горизонтальными размерами от десятка до нескольких тысяч километров и вертикальными масштабами от сотен метров до десятков километров, как правило, приписывают внутренним гравитационным волнам (ВГВ). Некоторые не разделяют такой точки зрения и связывают эти возмущения с «двумерной» крупномасштабной турбулентностью. Разобраться в этих вопросах нелегко. Наблюдения с помощью MST-радаров в высоких широтах принесли ряд свидетельств о существовании ВГВ в верхней мезосфере [41]. Имеются и другие свидетельства в пользу преобладания ВГВ в качестве мезомасштабных возмущений. Приведем некоторые спектральные характеристики мезомасштабных возмущений, как они описаны в работе [78].

Спектр мощности горизонтальной компоненты скорости ветра в зависимости от горизонтального волнового числа k и вертикального волнового числа m представлен на рис. 12.13.1. Спектр мощности той же компоненты скорости в зависимости от частоты представлен на рис. 12.13.2. Спектр мощности вертикальной компоненты скорости в зависимости от частоты изображен на рис. 12.13.3. Дальнейшее рассмотрение связано с понятием «насыщения»

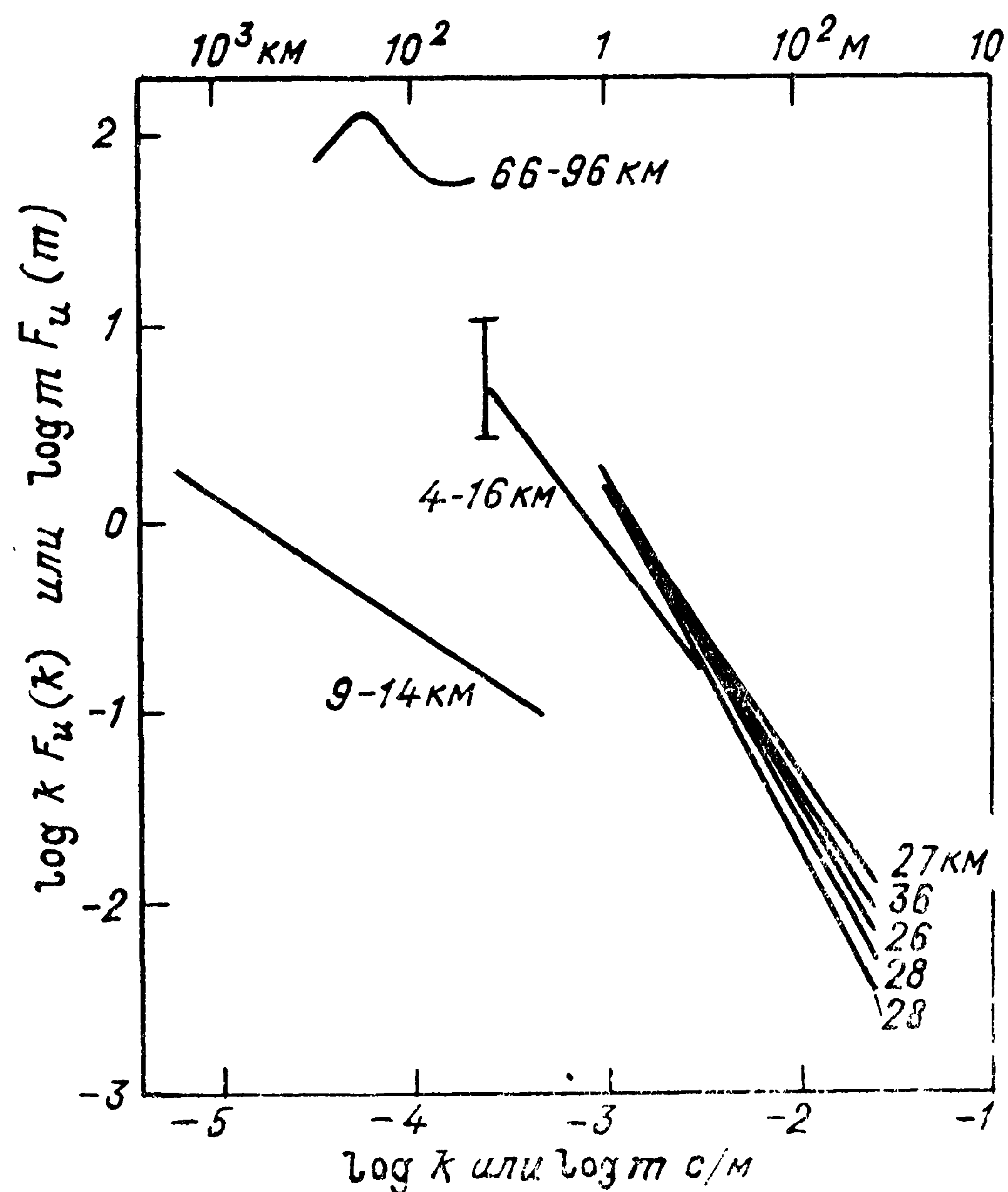


Рис. 12.13.1. Пространственный спектр мощности горизонтальной составляющей скорости в зависимости от горизонтального волнового числа k и вертикального волнового числа m.

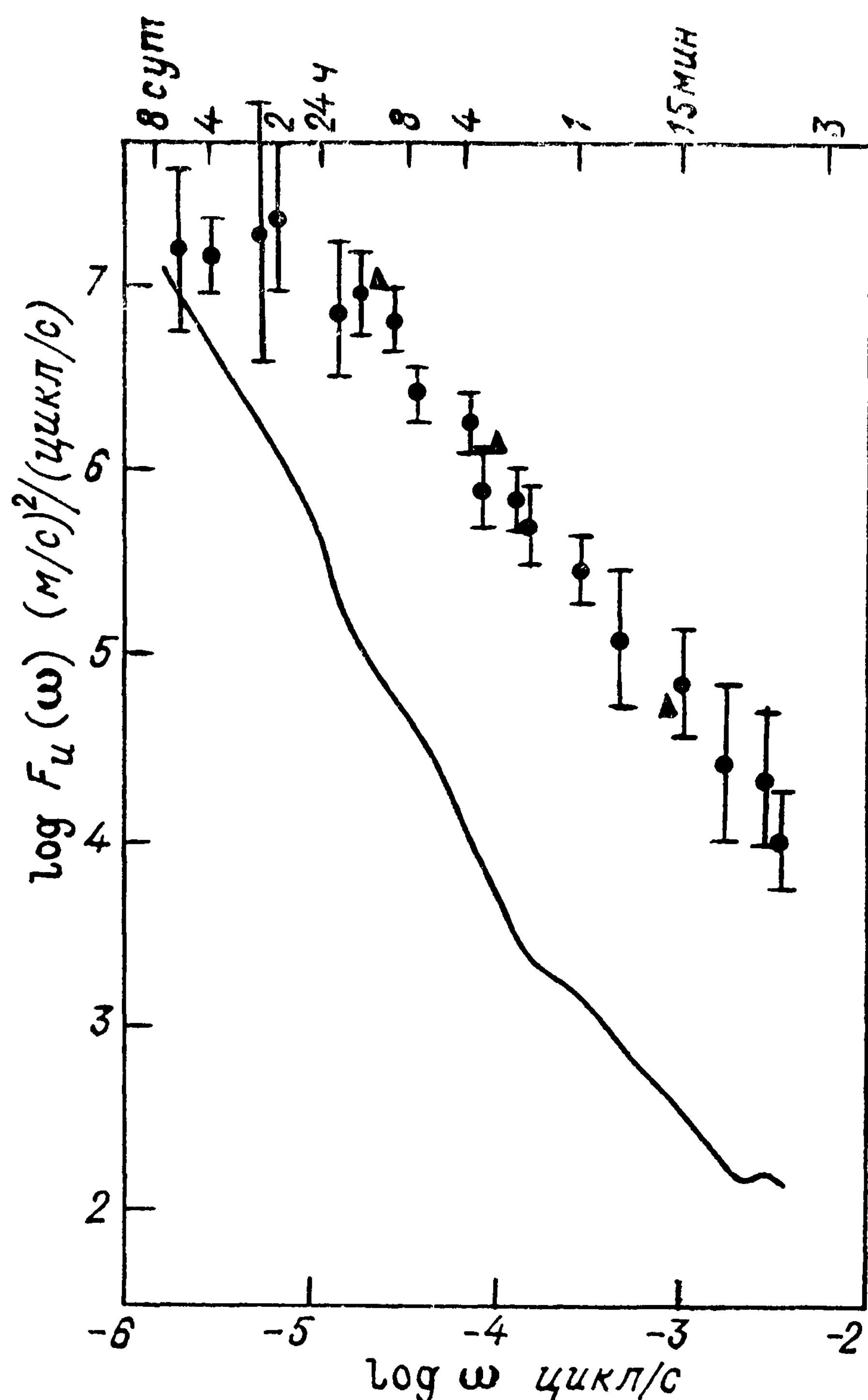


Рис. 12.13.2. Временной спектр мощности горизонтальной составляющей скорости в зависимости от частоты ω.

Кривая относится к высоте 8,1 км, точки — в окрестности высоты 85 км.

ВГВ. В изложении этого понятия Линдзеном [68] предполагается, что в силу падения плотности с высотой амплитуда скорости в волне растет так, что величина $\rho v^2 = \text{const}$. Вместе с амплитудой скорости растет и амплитуда колебаний температуры T'. Когда величина $\partial T/\partial z$ становится больше g/c_p (адиабатический градиент температуры), волна в этом

месте начинает разрушаться. Это равнозначно появлению декремента затухания волны, который больше инкремента ее роста, обусловленного падением плотности. Амплитуда скорости в волне становится постоянной, а плотность энергии волны затухает вверх как плотность. В этих условиях волна отдает «среднему» движению и свою энергию, и свой импульс.

Одним из экспериментальных свидетельств «насыщения» ВГВ являются ракетные данные о температурных и ветровых профилях с достаточно высоким вертикальным разрешением [62]. В этой работе также получены элементы климатологии

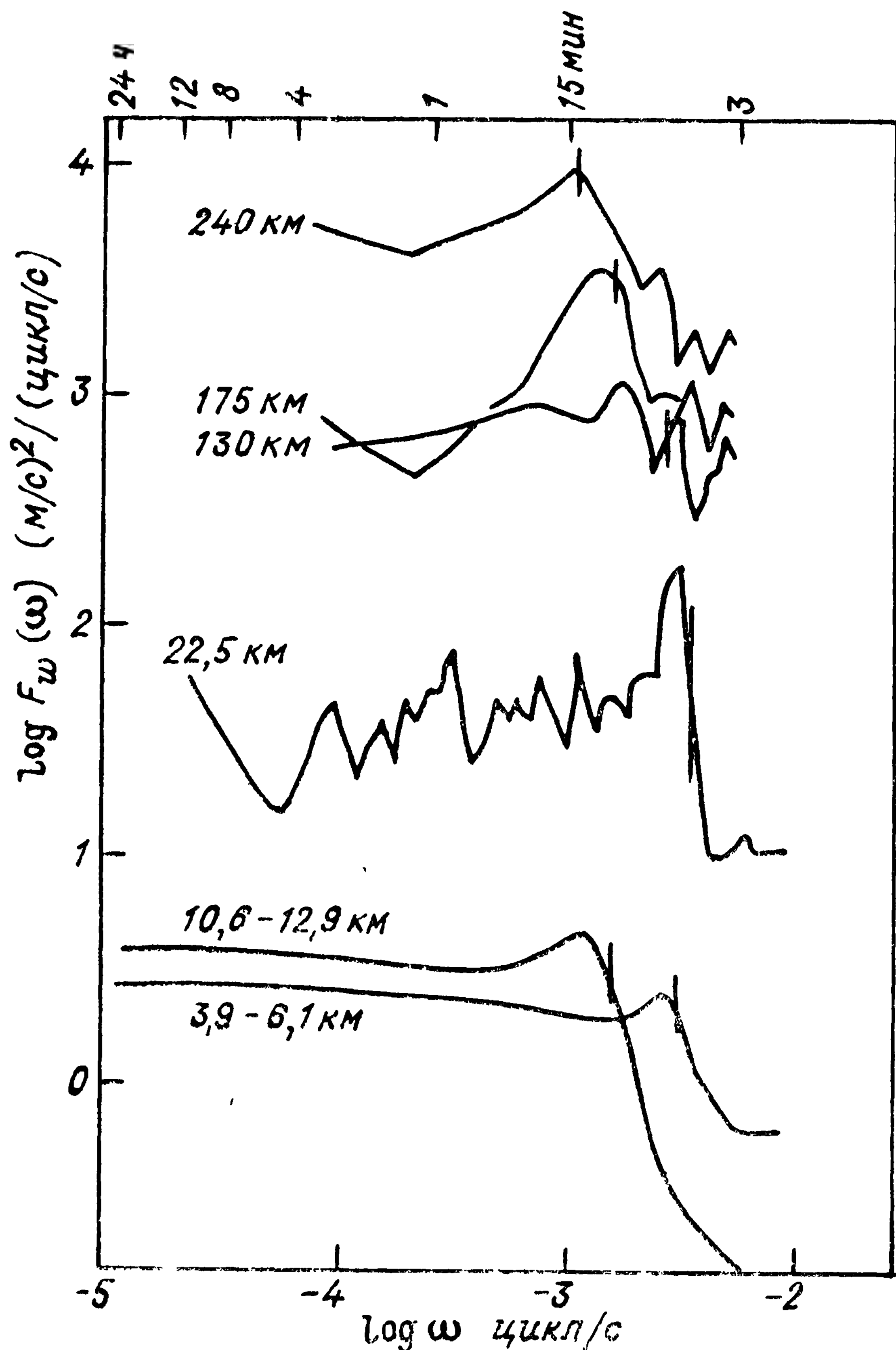


Рис. 12.13.3. Временной спектр мощности вертикальной составляющей скорости в зависимости от частоты ω.

ВГВ, правда до высоты 60 км (рис. 12.13.4). Наличие непрерывных по спектру пакетов ВГВ может затуманить картину насыщения. Была сделана попытка разобраться в структуре спектра ВГВ, выяснить, какая часть спектра ВГВ относится к «насыщенным» волнам, а какая нет [75]. В работе [75] обращается внимание на то, что условие «насыщения» волны $\partial T/\partial t = g/c_p$ равнозначно условию $u' = c - \bar{u}$. Но для интересующей нас части спектра ВГВ дисперсионное уравнение дает

$$c - \bar{u} = \frac{N}{m},$$

где m — вертикальное волновое число, N — частота Брента—Вяйсяля. Тогда $u'^2/2 = N^2/2m^2$, а спектральная плотность энергии будет равна

$$E_u m = \frac{N^2}{2m^3}.$$

Итак, спектральная плотность для «насыщенных» ВГВ имеет универсальный вид. Более крупные волны с меньшими m на данной высоте не будут насыщенными и их спектр не будет зависеть от m. В результате спектр графически имеет вид, изображенный на рис. 12.13.5. Критическое m^*, на котором спектр от закона m^{-3} переходит к константе, передвигается с ростом высоты влево, в сторону бóльших вертикальных масштабов. Если точка зрения авторов справедлива, то не только в мезосфере и нижней термосфере, но и в стратосфере и тропосфере ВГВ оказывают влияние на среднюю циркуляцию. В последних прогностических схемах (прогноз погоды) обязательно учитывается трение, связанное с ВГВ. В работе [79] на основе данных MST-радара в Покер-Флет (Аляска) была сделана попытка разделить эффекты ВГВ и двумерной

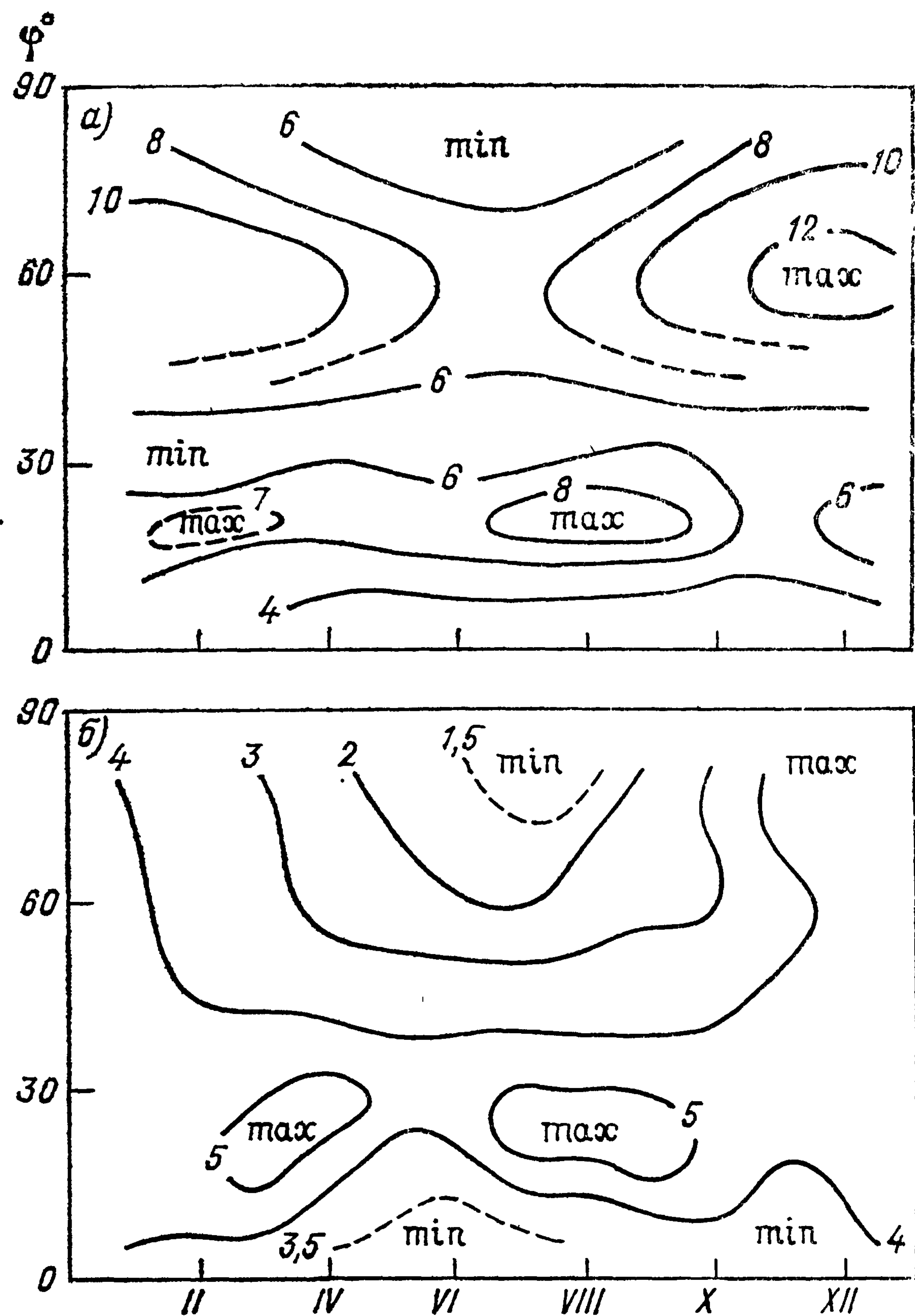


Рис. 12.13.4. Широтно-временной разрез средних по высоте интенсивностей вариации ветра (м/с) (*а*) и температуры (°С) (*б*) в качестве меры интенсивности ВГВ (с точностью до множителя порядка 1).

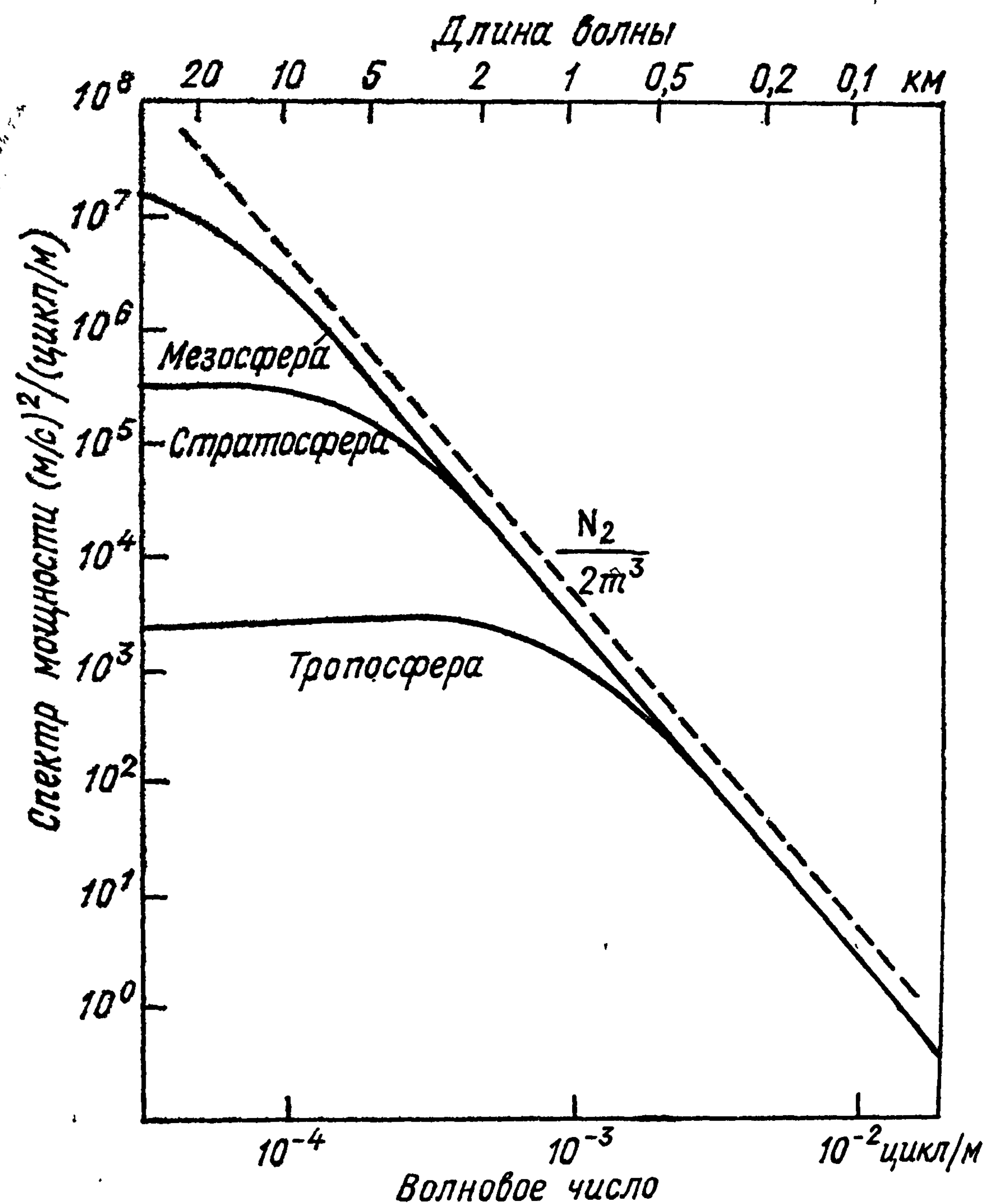


Рис. 12.13.5. Рафинированный спектр мощности горизонтальной скорости в зависимости от вертикального волнового числа *m*.

турбулентности с учетом того факта, что двумерная турбулентность не порождает вертикальных движений. Получен предварительный вывод, что двумерная турбулентность может вносить лишь незначительный вклад в возмущения нижней термосферы.

В общем следует отметить, что сведения о мезомасштабных вариациях параметров средней атмосферы и, в частности, о ВГВ носят далеко не полный характер. В настоящее время измеряется лишь часть параметров ВГВ, необходимых для их полного описания. Наибольший вклад в исследования ВГВ внесли радиометеорные измерения, ракетное зондирование, MST-радары и наблюдения за свечением ночного неба. Так, на основе радиометеорных измерений и наблюдений за свечением ночного неба в Ашхабаде проведен анализ вихревых движений нижней термосферы [7, 8].

12.14. ПРИЛИВЫ В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Данные о приливах в средней атмосфере выше 80 км были получены в основном с помощью радиометеорных радаров. В последнее время их существенно дополняют установки частичных отражений радиоволн, MST-радары. Для высот ниже 80 км значительную роль сыграли специальные эксперименты по проведению учащенного ракетного зондирования, организованные как в СССР [3], так и за рубежом [53].

Приливы — это планетарные волны, а также зональные колебания с T/n, где T — либо солнечные сутки (солнечный термический прилив), либо лунные сутки (лунный гравитационный прилив), а n — натуральные числа.

Наиболее хорошо изучен мигрирующий прилив, суточный и полусуточный приливы, обегающие Землю ровно за сутки. Слабее выражены и менее изучены немигрирующие приливные колебания, происходящие синхронно на всех меридианах (зональные колебания). Немигрирующий прилив, очевидно, образуется в результате модуляции мигрирующего прилива по долготе стационарными планетарными волнами с тем же долготным числом, что и у мигрирующего прилива [39].

Амплитуды приливов с заданным волновым числом могут быть разложены по широте в ряды по базисным функциям. Естественными для приливов являются функции Хафа [39], зависящие от долготного волнового числа s и числа n (характеризует широтную зависимость). Волна, соответствующая паре чисел (s, n), носит название моды прилива. Можно указать два принципиально разных класса мод прилива: вертикально распространяющиеся (фаза волн практически линейно меняется с высотой) и захваченные (фаза волн практически не меняется с высотой). Иногда второй класс волн называется «волноводным».

Амплитуда приливных колебаний скалярных параметров (T, p, ρ) имеет максимальные значения на экваторе или в умеренных широтах и стремится к нулю на полюсах, амплитуды приливных колебаний ветра могут достигать максимума в высоких широтах.

В области до высоты 80 км лучше изучены приливные колебания ветров по ракетным данным [3, 53].

Суточные приливы, как правило, являются вертикально распространяющимися, хотя на отдельных высотах наблюдаются скачки фаз. Вертикальная длина волны в зависимости от сезона и широты меняется от 5—7 км до 30 км.

До высоты 60 км на всех широтах амплитуда волны ветра не превосходит 15 м/с, имеет тенденцию возрастать снизу вверх. К высоте 100 км амплитуда может достигать 30 м/с. Но здесь поведение фазы с высотой предполагает смесь распространяющихся и захваченных мод. Суточный прилив в этой области высот носит неустойчивый, изменчивый во времени характер. Представления о сезонном ходе мигрирующих приливов 52° с. ш. в области высот 70—110 км можно получить из работы [52].

Полусуточные вариации ветра в приливах имеют более устойчивый характер, их амплитуда растет с высотой, достигая на уровне 60 км 15 м/с, а иногда и больше. К высоте 110 км амплитуда прилива может в отдельных случаях превысить 30 м/с.

В зависимости от сезона и широты фаза полусуточного прилива может показывать черты как распространяющихся, так и захваченных мод. На высоте 70—110 км фаза полусуточного прилива ведет себя неопределенно. Были сделаны международные координированные усилия установить широтную структуру как полусуточных, так и суточных мод прилива в метеорной зоне (примерно до высоты 95 км). Уверенных выводов о широтной структуре приливов не получено.

Приливные вариации температуры оценивались по данным некогерентного рассеяния радиоволн на высоте 100—130 км в Милстон-Хилл (42° с. ш.) [81]. Амплитуда полусуточных колебаний на высоте 115 км оценивалась в среднем в 27 K, а вертикальная длина волны (область изменения фазы на 360°) оценена в 47 км. Видимо, амплитуда колебаний температуры является минимальной в период солнцестояний и максимальная вертикальная длина волны наблюдается зимой. Следует отметить, что теория приливов позволяет легко пересчитывать амплитуды ветров в амплитуды любых параметров для отдельных приливных мод [39].

Более детальное представление о приливах выше 90 км можно получить из работы [15].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Атлас карт среднего квадратического отклонения температуры воздуха в свободной атмосфере северного полушария. — М.: Гидрометеоиздат, 1983. — 98 с.
2. Багров А. Н. Аналитическое представление последовательности метеорологических полей посредством естественных ортогональных составляющих. — Труды ЦИП, 1959, вып. 74, с. 3—24.
3. Бутко А. С. и др. Особенности суточных и полусуточных колебаний температуры и ветра над п. Волгоград. — В кн.: Суточные и широтные вариации параметров атмосферы и корпускулярного излучения. Л.: Гидрометеоиздат, 1976, с. 86—104.
4. Вапник В. Н. Восстановление зависимостей по эмпирическим данным. — М.: Наука, 1979. — 447 с.
5. Воздушные течения в мезосфере Антарктики/ С. С. Гайгеров, М. Я. Зайчиков, М. Я. Калихман, В. В. Федоров. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975. — 60 с.
6. Гайгеров С. С. Исследование синоптических процессов в высоких слоях атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 250 с.
7. Гаврилов Н. М., Калов Е. Д. Исследование энергии гравитационных волн радиометеорным методом. ДЕП. Кирг.ИНТИ 11/III-1985, № 184, Ки-85, с. 141—147.
8. Гаврилов Н. М., Калов Е. Д. Статистическое исследование внутренних гравитационных волн в метеорной зоне. ДЕП Кирг.ИНТИ 14/III-1985, № 184, Ки-85, с. 148—159.
9. Глазков В. Н. и др. Аналитические методы описания полей метеорологических параметров и результаты их применения при моделировании структуры и циркуляции средней атмосферы. — Ионосферные исследования, 1986, № 39, с. 52—60.
10. ГОСТ 440—64 Таблицы стандартной атмосферы. — М.: Изд-во стандартов, 1964.
11. ГОСТ 4401—73 Стандартная атмосфера. Параметры. — М.: Изд-во стандартов, 1974,— 117 с.
12. ГОСТ 22721—77 Стандартная атмосфера. — М.: Изд-во стандартов, 1977. — 51 с.
13. ГОСТ 24631—81 Атмосфера стандартная. — М.: ГК стандартов, 1981. — 179 с.
14. ГОСТ 24631—81 Атмосферы справочные. Параметры. — М.: ГК Стандартов, 1982. — 30 с.
15. Дулькин В. Н. Моделирование суточных вариаций параметров термосферы с учетом электродинамических сил. Автореф. дисс. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук. — Долгопрудный, 1981.
16. Естественные составляющие метеорологических полей/ А. В. Мещерская, Л. В. Руховец, М. И. Юдин, И. И. Яковлева. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 199 с.
17. Ивановский А. И., Федоров В. В. Оптимальные представления вертикальных профилей температуры и их приложения к исследованию изменчивости термодинамических параметров стратосферы и мезосферы. — Труды ЦАО, 1985, вып. 160, с. 84—89.
18. Измерения ветра на высотах 90—100 км наземными методами. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 343 с.
19. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движение в ионосфере. — Новосибирск: Наука, 1979. — 344 с.
20. Кидиярова В. Г., Тарасенко Д. А. Модели экстремальной арктической зимней атмосферы на высотах 20—80 км. — Метеорология и гидрология, 1972, № 4, с. 43—49.
21. Кидиярова В. Г., Тарасенко Д. А. Долготный эффект в распределении средних полей метеоэлементов стратомезосферы. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1975, т. 11, № 4, с. 404—407.
22. Кидиярова В. Г., Щерба И. А. Об эволюции взаимосвязей между крупномасштабными процессами в стратосферы и тропосферы в течение зимнего сезона. — В кн.: Труды Третьего Всесоюзного совещания по исследованию динамических процессов в верхней атмосфере. М.: Гидрометеоиздат, 1983, с. 206—211.

23. Кошельков Д. П. Средние поля давления и геострофическая циркуляция в метеорной зоне. — Метеорология и гидрология, 1986, № 7, с. 17—25.
24. Куракин В. С., Захариев В. И., Гайтанджиева Л. З. Исследование статистической структуры полей геопотенциала и температуры в стратосфере по данным аэрологического зондирования.— В кн.: Исследования верхней атмосферы Земли. — М.: Гидрометеоиздат, 1984, с. 221—228.
25. Куракин В. С., Сахнев Б. И. Пространственная статистическая структура метеорологических полей на изобарической поверхности 10 гПа. — Труды ЦАО, 1988, вып. 167, с. 25—31.
26. Метеорология верхней атмосферы Земли. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 270 с.
27. Минина Л. С., Петросянц М. А., Портнягин Ю. И. О циркуляционных системах в северном полушарии на высотах 80—100 км. — Метеорология и гидрология, 1977, № 3, с. 15—24.
28. Митропольский А. К. Техника статистических вычислений. — М. — Л., 1961. — 479 с.
29. Обухов А. М. О статистических разложениях эмпирических функций. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1960, № 3, с. 482—496.
30. Портнягин Ю. И. Крупномасштабные спектры неоднородности в поле ветра на высотах 80—100 км. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, т. 17, № 3, с. 236—242.
31. Руховец Л. В. Об оптимальном представлении вертикальных распределений некоторых метеорологических элементов. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1963, № 4, с. 626—636.
32. Руховец Л. В. О статистически оптимальных представлениях распределений метеоэлементов в тропосфере и нижней стратосфере. — Труды ГГО, 1964, вып. 165, с. 60—77.
33. Рязанова Л. А., Трубников Б. Н., Щерба И. А. О влиянии орографии и термической неоднородности подстилающей поверхности на структуру полярного зимнего вихря в стратосфере. — Труды ЦАО, 1967, вып. 76, с. 62—70.
34. Термический режим и циркуляция в средней атмосфере/ С. С. Гайгеров, Э. Д. Жорова, М. Я. Калихман, В. В. Федоров. — Метеорология и гидрология, 1986, № 7, с. 5—10.
35. Трубников Б. Н., Щерба И. А. О вертикальном распространении крупномасштабных тропосферных возмущений в стратосфере. — Труды ЦАО, 1967, вып. 76, с. 71—78
36. Школьный Е. П., Майборода Л. А. Атмосфера и управление движением летательных аппаратов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 307 с.
37. Федоров В. В. К вопросу об оптимальном представлении вертикальных профилей температуры в стратосфере и мезосфере южного полушария. — Антарктика, 1985, вып. 24, с. 22—28.
38. Федоров В. В. Эмпирические модели крупномасштабной структуры и циркуляции средней атмосферы. Автореф. дисс. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук. — Долгопрудный, 1988. — 22 с.
39. Чепмен С., Линдзен Р. Атмосферные приливы. — М.: Мир, 1972. — 295 с.
40. Ananthasayanam M. R., Narasimha R. A. proposed international tropical reference atmosphere up to 80 km. — Handbook for MAP, 1985. v. 16. p. 197—204.
41. Bolsley B. B., Ecklund W. L., Fritts D. C. VHF echoes from the arctic mesosphere and lower thermosphere. Part I: Observation; Part II: Interpretation.— Proc. US—Jap. Seminar. Honolulu, Havaii 8—12 Nov. 1982. Terr. Sci. Rub. Comp., D. Reidel Pub. Comp., 1984, 77—115.
42. Barnett J. J., Labitzke K. Planetary waves. — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 138—143.
43. Barnett J. J., Corney M. Middle atmosphere reference model derived from satellite data. — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 47—85.
44. Barnett J. J., Corney M. Planetary waves. — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 86—143.
45. Chanin M. I., Hauchecorne, Smires N. Contribution to the CIRA model from ground-based lidar.— Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 305—314.
46. Commission for Atmospheric Sciences. Abridgen Final Report of the Fifth Session, 71—28 August 1970.— Geneva, WMO, N 272. — 89 p.
47. Cole A. E. Extreme variations in temperature and density between 30 and 90 km. — Space Res., 1971, v. 11, p. 813—819.
48. Cole A. E., Kantor A. J. Air force reference atmosphere AFGL-TR-78-0051. — Air. Force Surveyes in Geophysics, 1978, № 382.
49. Coordinated study of the behaviour of the middle Atmosphere in winter: Monthly mean comparison of satellite and radiosonde data and derived quantities. — Handbook for MAP, 1986. v. 21, p. 75—111.
50. Coordinated study of the behaviour of the middle atmosphere, in winter (PMP-1). — Handbook for MAP, 1984, v. 12.
51. COSPAR. International Reference Atmosphere — CIRA 1972 — Berlin: Acad. Verlag, 1972. — 450 p.
52. Forbes J. M. Atmospheric tides between 80 km and 120 km. — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 278—289.
53. Forbes J. M., Groves G. V. Atmospheric tides below 80 km. — Handbook for MAP. 1985. v. 16, p. 15—163.
54. Gaigerov S. S. et al. Characteristics of variations of temperature regime and circulation in the upper atmosphere in the middle and high latitudes.— J. Atm. Terr. Phys., 1986, v. 48, N 11—12, p. 1111—1116.
55. Gaigerov S. S. et al. Standard deviations of Meteorological Parameters in the middle atmosphere as revealed by rocketsonde data.— Adv. Space. Res., 1987, v. 7, N 10.
56. Grieger N., Schmitz G. The northern hemisphere stationary planetary waves and associated Eliassen—Palm cross-section of the stratosphere and mesosphere.— Z. f. Meteorologie, 1984, B. 34, H. 6, S 341—353.
57. Groves G. V. Wind models from 60 to 130 km altitude for different months and latitudes. — J. Brit. Interplanet. Soc., 1980, v. 22, 285.
58. Hamilton R. A., Mason B. D., Bridge G. C. A climatology of the stratosphere over north-west Europe. — London, Geophys. Met., 1973, v. 17, N 119. — 34 p.
59. Hartman D. L. The structure of the stratosphere in the southern hemisphere during late winter 1973 as observed by satellite. — J. Atm. Sci., 1976, v. 33, N 7, p. 1141—1154.
60. Hauchecorne A. Planetary waves-mean flow interaction in the middle atmosphere, lidar observations and modelization. — Handbook for MAP, 1985, v. 28, p. 80—88.
61. Hirooka T., Hirota I. Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere. — Handbook for MAP, 1985, v. 18, p. 72—75.
62. Hirota I. Gravity waves. — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 144—148.
63. International Standard Organization. ISO 2533 Standard atmosphere. Ref N ISO 2533—1975 (E). Switzerland, 1975. — 14 p.
64. International Standard ISO 5878. Reference Atmosphere for airspace use. ISO/TS — 20/SC — 6 (USA — 10), 102E, 1982. — 51 p.
65. Knittel J. Ein Beitrag zur Klimatologie der Stratosphäre der Südenhalbkugel.— Meteorol. Abh. Met. Inst., 1974, Berlin, A2 (No 1).
66. Krivolutsky A. A., Kuznetsova V. N., Tarasenko D. A. Wave motions in the middle atmosphere and Relation to the solar activity. — Physica, Scripta, 1987, v. 36, p. 382—384.
67. Koshelkov Yu. P. Observed winds and temperatures in the southern hemispheric. — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 15—35.
68. Lindzen R. S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. — J. Geophys. Res., 1981, v. 86, p. 9707—9714.
69. Manson A. H. et al. Mean winds of the upper middle atmosphere (60—110 km). A global distribution from radar systems (MF, Meteor, VHF). — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 239—268.
70. Manson A. H., Meek C. E., Vincent R. A., Smith M. J. Mean winds of the mesosphere (60—80 km) as measured by M. F. Radars.— Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 36—46.
71. Manual of the ICAO standard atmosphere extended to 32 kilometers.— ICAO Doc. 7488/r., Montreol, Canada, 1964. — 32 p.
72. Oort A. H. Global atmospheric statistics 1958—1973. 1983, NOAA Professional Paper 14.
73. Portnyagin Yu. I. Basic features of global circulation in the mesopause—lower thermosphere region.— Handbook for MAP, 1984, v. 10, p. 134—142.
74. Portnyagin Yu. I. The climatic wind regime in the thermosphere from meteor radar observations. — J. Atm. Terr. Phys., 1986, v. 48, N 11—12, p. 1099—1109.
75. Smith S. A., Fritts D. C., Van Zandt T. E. Mesospheric wave number spectra from Poker Flat MST radar

measurements compared with gravity-wave model.— Handbook for MAP, 1985, v. 20, p. 236—243.
76. US Standard atmosphere supplements, 1966.— Washington, D. C., 1966. — 289 p.
77. US standard atmosphere, 1976 — NOAA, NASA, USAF, Washington, D. C., 1976. — 227 p.
78. Van Zandt. Gravity waves. — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 149—156.,
79. Van Zandt, Smith S. A., Fritts D. C. Gravity wave spectra observed by Doppler Radar: Comparison of model with mesospheric obcervation. — Handbook for MAP, 1985, v. 18, p. 212—215.
80. Vincent R. A. Planetary and gravity waves in the mesosphere and lower thermosphere.— Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 269—277.
81. Wond R. H. Lower thermospheric structure from Millstone Hill incoherent scatter radar measurements 2. Semidurnal temperature component. — J. Geophys. Rec., 1983, v. 88.

Глава 13. ДИНАМИКА СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ

13.1. ОБЩИЙ ВИД УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ В РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМАХ КООРДИНАТ

Воздух представляет собой смесь газов, компоненты которой характеризуются некоторыми значениями температуры, средней скорости, концентрации или плотности. Эти компоненты реагируют на лучистую энергию Солнца и инфракрасное тепловое излучение. Заряженные частицы воздуха испытывают действие магнитного поля Земли и электрических полей.

Описать такую смесь позволяет гидродинамика смеси газов, объединенная с системой электродинамических уравнений Максвелла.

Формулирование уравнений системы для смеси газов, включающей заряженные частицы и находящейся в магнитном поле, представляет собой сложную задачу. Возможен морфологический подход к формированию такой системы уравнений, при котором часть коэффициентов, таких как коэффициенты диффузии, вязкости, теплопроводности и др., считаются априорно заданными. Подобным образом были исследованы такие явления в смеси газов, как термодиффузия, диффузия, амбиполярная диффузия заряженных частиц, ионное трение, магнитное закручивание и многие другие [11, 12].

Другой подход связан с формулированием системы кинетических уравнений Больцмана для смеси газов и ее решением методом моментов [4, 6, 10, 15]. При таком подходе перечисленные выше физические коэффициенты выражаются через молекулярные характеристики и термодинамические величины: температуру, концентрацию, давление.

К средней атмосфере относятся высоты от 8—18 км до 100—120 км. В большей части этого диапазона — примерно до 100 км состав основных компонентов атмосферы, являющихся здесь химически инертными, постоянен, и эту область атмосферы называют гомосферой. Постоянство состава обусловлено турбулентным перемешиванием. Это позволяет рассматривать воздух как газ, состоящий из одинаковых α-частиц со средней молекулярной массой

$$\bar{\mu} = \sum_\alpha \mu_\alpha \frac{n_\alpha}{n}, \qquad (13.1.1)$$

где μ_α — молекулярная масса α-компонента, n_α — концентрация этого компонента, а $n = \sum\limits_\alpha n_\alpha$.

В этом случае система уравнений гидродинамики смеси газов превращается в обыкновенную гидродинамическую систему, т. е. количество уравнений сокращается в число раз, равное числу основных компонентов воздуха.

Такое упрощение гидродинамических уравнений смеси газов называют гидродинамическим приближением.

Воздух содержит огромное количество химических компонентов, общая плотность которых много меньше плотности основных компонентов, и поэтому их называют малыми газовыми составляющими. Если к числу основных составляющих относится молекулярный кислород и азот, а на высоте более 100 км также атомный кислород, то к малым составляющим относится озон, окись азота, метан и многие другие. Гидродинамическое приближение позволяет рассмотреть поведение малых составляющих при использовании для их описания уравнений неразрывности, о чем будет сказано ниже. Последовательный расчет концентраций малых газовых составляющих (МГС) связан с так называемым приближением малой примеси.

Уравнение неразрывности

Приведем гидродинамическое уравнение неразрывности в векторном виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0. \qquad (13.1.2)$$

Для МГС уравнение будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_\alpha \mathbf{v} + \mathbf{q}_\alpha) = P_\alpha - L_\alpha. \qquad (13.1.3)$$

Здесь $\mathbf{q}_\alpha$ — диффузионный поток массы компоненты α, P_α — массовая скорость образования компоненты α в результате химических реакций, а L_α — уничтожение в результате химических реакций.

Если просуммировать (13.1.3) по всем участвующим в химических реакциях компонентам, то получим, что $\sum\limits_\alpha (P_\alpha - L_\alpha) = 0$ в силу закона сохранения массы при химических реакциях, и $\sum\limits_\alpha q_\alpha = 0$, поскольку диффузия не дает суммарного потока массы. Отсюда следует

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_\alpha \rho_\alpha + \operatorname{div}\left(\mathbf{v} \sum_\alpha \rho_\alpha\right) = 0.$$

В приближении малой примеси, о которой шла речь выше, имеем

для молекулярной диффузии

$$q_\alpha^{\text{м}} = -\frac{D_{\text{м}}\mu_\alpha}{kT}\left(\nabla P_\alpha + \frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|}\frac{P_\alpha}{H_\alpha}\right), \qquad (13.1.4а)$$

а для турбулентной диффузии

$$q_\alpha^{\text{т}} = -\frac{D_{\text{т}}\mu_\alpha}{kT}\left(\nabla P_\alpha + \frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|}\frac{P_\alpha}{H}\right), \qquad (13.1.4б)$$

где $D_{\text{м}}$ и $D_{\text{т}}$ — коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии соответственно

$$H_\alpha = \frac{kT}{\mu_\alpha g}; \quad H = \frac{kT}{\bar{\mu} g}; \quad q_\alpha = q_\alpha^{\text{м}} + q_\alpha^{\text{т}}.$$

Часто вместо плотности ρ_α или концентрации n_α вводят отношение смеси:

$$C_\alpha = \frac{\rho_\alpha}{\rho}; \quad c_\alpha = \frac{n_\alpha}{n}.$$

Заменяя ρ_α на $\mu_\alpha n c_\alpha$ в уравнении (13.1.3) и учитывая уравнение (13.1.2), получаем:

$$\frac{\partial c_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla c_\alpha) + \frac{1}{n} \operatorname{div} \frac{\mathbf{q}_\alpha}{\mu_\alpha} = \frac{P_\alpha - L_\alpha}{\mu_\alpha n}, \qquad (13.1.5)$$

или

$$\frac{dc_\alpha}{dt} + \frac{1}{n} \operatorname{div} \frac{\mathbf{q}_\alpha}{\mu_\alpha} = \frac{P_\alpha - L_\alpha}{\mu_\alpha n}.$$

С учетом уравнения гидростатики (см. ниже) величину $\mathbf{q}_\alpha^{\text{т}}$ можно представить в виде

$$\mathbf{q}_\alpha^{\text{т}} = -\mu_\alpha D_{\text{т}} n \nabla c_\alpha.$$

Здесь n — концентрация частиц воздуха.

Таким образом, турбулентный поток обращается в нуль не при постоянстве концентрации с высотой, как отмечается в некоторых учебниках, а при условии постоянства отношения смеси.

Уравнение движения

В общем виде в гидродинамическом приближении уравнение движения записывается в виде

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \sum_\beta \mathbf{F}_\beta. \qquad (13.1.6а)$$

То же уравнение, записанное в форме закона сохранения импульса, будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho u_k + \frac{\partial}{\partial x_i}(p\delta_{ik} + \rho v_i v_k) = \rho \sum_\beta F_{\beta k}. \qquad (13.1.6б)$$

Это уравнение получается с использованием уравнения неразрывности (13.1.2). Ниже обсудим возможные силы $\mathbf{F}_\beta$ и форму

их представления; сейчас же рассмотрим лишь одну из них — силу тяжести:

$$\mathbf{F}_\beta = \mathbf{g}.$$

Возьмем вертикальную составляющую векторного уравнения (13.1.6а) и положим, что движение отсутствует: $\mathrm{v} = 0$. В результате получаем уравнение гидростатики:

$$\frac{\partial p}{\partial z} + g\rho = 0.$$

Уравнение энергии

В гидродинамическом приближении и предположении равенства температур компонент уравнение энергии имеет вид

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} - \frac{dp}{dt} = \sum_\gamma Q_\gamma. \qquad (13.1.7)$$

Источники нагрева Q_γ можно разделить на внешние (солнечное и тепловое излучение) и внутренние, связанные с различными процессами в атмосфере. Они будут рассмотрены ниже.

Уравнение состояния

Уравнение состояния имеет следующий вид:

$$p = \frac{kT}{\bar{\mu}} \rho.$$

Из выписанных в векторном и тензорном виде гидродинамических уравнений уравнения неразрывности (13.1.2) и состояния (13.1.8) имеют универсальную форму, уравнения движения и энергии зависят от представлений о процессах, определяющих величины $\mathbf{F}_\beta$ и Q_γ. Пока эти величины не определены через основные гидродинамические величины p, ρ, T, v, система уравнений (13.1.2), (13.1.6)—(13.1.8) является незамкнутой. Если же $\mathbf{F}_\beta$ и Q_γ определены, то система замкнута и шести величинам (p, ρ, T, v) соответствуют шесть уравнений — три скалярных и одно векторное.

Уравнения движения и неразрывности в различных системах координат выглядят следующим образом:

в цилиндрической системе координат [*11*]

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \sum_\beta F_{\beta r}, \qquad (13.1.8)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \sum_\beta F_{\beta\varphi}, \qquad (13.1.9)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \sum_\beta F_{\beta z},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial z} \rho v_z + \frac{\rho v_r}{r} = 0; \qquad (13.1.10)$$

в сферической системе координат [*11*]

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\vartheta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \vartheta} + \frac{v_\varphi}{r \sin\vartheta} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\vartheta^2 + v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \sum_\beta F_{\beta r},$$

$$\frac{\partial v_\vartheta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\vartheta}{\partial r} + \frac{v_\vartheta}{r} \frac{\partial v_\vartheta}{\partial \vartheta} + \frac{v_\varphi}{r \sin\vartheta} \frac{\partial v_\vartheta}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_\vartheta}{r} - \frac{v_\varphi^2 \operatorname{ctg}\vartheta}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \vartheta} + \sum_\beta F_{\beta\vartheta}, \qquad (13.1.11)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\vartheta}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \vartheta} + \frac{v_\varphi}{r \sin\vartheta} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_\varphi}{r} + \frac{v_\vartheta v_\varphi \operatorname{ctg}\vartheta}{r} = -\frac{1}{\rho r \sin\vartheta} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \sum_\beta F_{\beta\varphi},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \rho v_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \rho v_\vartheta + \frac{\rho v_\vartheta \operatorname{ctg}\vartheta}{r} + \frac{1}{r \sin\vartheta} \frac{\partial \rho v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{2\rho v_r}{r} = 0. \qquad (13.1.12)$$

Рассмотрим различные силы $\mathbf{F}_\beta$ и источники Q_γ.

1. *Сила Кориолиса.* Эта сила связана с неинерциальностью вращающейся системы координат. В векторной форме выражения для силы Кориолиса имеет вид

$$\mathbf{F}_\beta = -2\,[\boldsymbol{\omega}\mathbf{v}].$$

Здесь ω — вектор суточной частоты вращения Земли.

В цилиндрической системе координат это выражение записывается в виде

$$F_{\beta r} = -2\omega v_\varphi \sin\vartheta, \quad F_{\beta\varphi} = -2\omega v_r, \quad F_{\beta z} = 0,$$

в сферической системе координат — в виде

$$F_{\beta r} = -2\omega v_\varphi \sin\vartheta, \quad F_{\beta\varphi} = -2\omega v_r \sin\vartheta + 2\omega v_\vartheta \cos\vartheta,$$
$$F_{\beta\vartheta} = -2\omega v_\varphi \cos\vartheta.$$

Поскольку для крупномасштабных процессов $|v_r| \ll (|v_\varphi|, |v_\vartheta|)$, обычно используют приближение

$$F_{\beta r} = -2\omega v_\varphi \sin\vartheta, \quad F_{\beta\varphi} = 2\omega v_\vartheta \cos\vartheta,$$
$$F_{\beta\vartheta} = -2\omega v_\varphi \cos\vartheta^*.$$

2. *Рэлеевское трение.* В векторной форме описывается выражением

$$\mathbf{F}_\beta = -a\mathbf{v}.$$

Эта форма простой параметризации сил вязкого трения, часто используемая в сложных гидродинамических расчетах. При описании крупномасштабных процессов на сфере или полусфере значение a полагается равным 10^{-8}—10^{-6} с$^{-1}$ в зависимости от высоты.

3. *Ионное трение и магнитное закручивание.* Это силы, обусловленные наличием электрического поля. Обычно эти силы существенны на высотах более 100 км и рассматриваются в сферической системе координат [7]:

$$F_{\beta\varphi} = -\frac{B_0^2 \sigma_1}{\rho c^2} v_\varphi - \frac{B_0 B_z \sigma_2}{\rho c^2} v_\vartheta - \frac{\sigma_2 B_\vartheta}{\rho c} E_\varphi + \frac{\sigma_1 B_0^2}{\rho e B_z} E_\vartheta,$$

$$F_{\beta\vartheta} = -\frac{B_z^2 \sigma_1}{\rho c^2} v_\vartheta + \frac{B_0 B_z \sigma_2}{\rho c^2} v_\varphi - \frac{\sigma_1 B_z}{\rho c} E_\varphi - \frac{\sigma_2 B_0}{\rho c} E_\vartheta. \qquad (13.1.13)$$

Здесь σ_1 и σ_2 — электрическая проводимость Педерсена и Холла соответственно, c — скорость света, **B** — вектор магнитной индукции земного поля:

$$\mathbf{B} = \left\{B_v = -\frac{1}{2} B_p \sin\vartheta, \quad B_z = -B_p \cos\vartheta, \quad B_\varphi = 0\right\},$$

$$B_p = 0{,}6\,\text{Гс}, \quad B_0 = \frac{1}{2}\sqrt{1 + 3\cos^2\vartheta}\, B_r.$$

Первые члены в правых частях системы (13.1.13) характеризуют ионное трение. По своей природе эта сила подобна рэлеевскому трению, рассмотренному выше. Вблизи полюсов, где $B_0 \approx B_z$, она практически совпадает с рэлеевским трением. Вторые члены в правой части системы (13.1.13) подобны силе Кориолиса, но в связи с тем, что B_z — величина отрицательная, имеют противоположный знак. В области максимума холловской проводимости может иметь место компенсация силы Кориолиса. Впервые на это обстоятельство было обращено внимание в работе [8], На рис. 13.1.1 можно видеть относительную роль ионного трения и компенсирующей силу Кориолиса силы, получившей название силы закручивания. Третий и четвертый члены в системе (13.1.13) показывают роль электрических полей в формировании воздействующих сил. Эти электрические поля могут быть внешними (магнитосферного происхождения), а могут быть обусловлены движениями в ионосфере (динамо-поле).

---

* Ось φ направлена на восток, ось ϑ — на юг.

4. *Вязкие силы.* В тензорной форме вязкие силы можно представить в виде

$$F_{\beta i}=\frac{1}{\rho}\frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k}, \qquad (13.1.14)$$

где

$$\sigma_{ik}=\eta\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k}+\frac{\partial v_k}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\delta_{ik}\frac{\partial v_l}{\partial x_l}\right)+\xi\delta_{ik}\frac{\partial v_l}{\partial x_l},$$

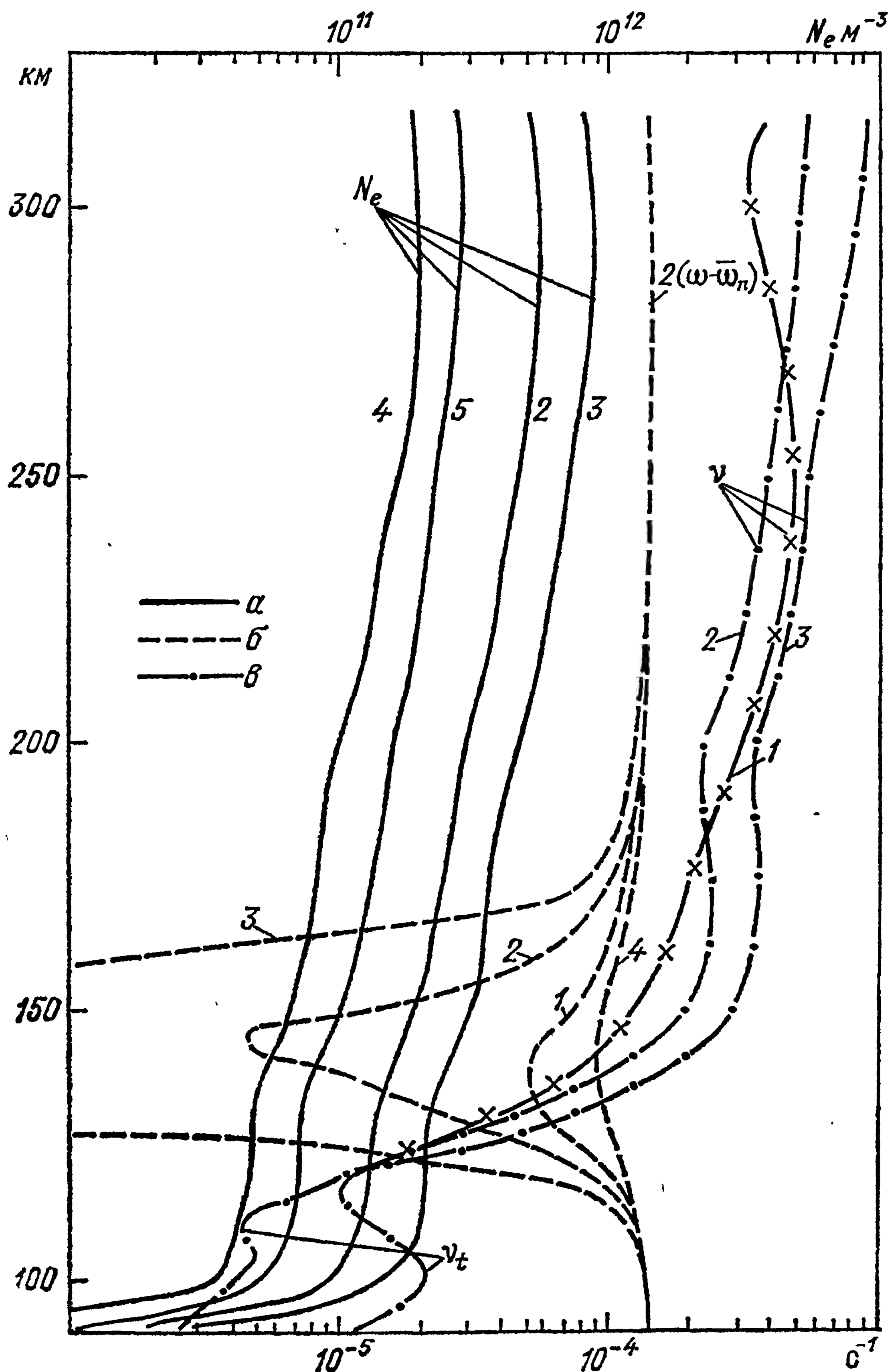


Рис. 13.1.1. Высотное распределение электронной концентрации (*а*), «эффективного» коэффициента Кориолиса ($\omega-\sigma_2 B_0^2/\rho c^2$) (*б*) и коэффициента ионного трения (*в*).

Номера кривых *а* соответствуют номерам кривых *б* и *в*.

η — сдвиговая динамическая вязкость, ξ — объемная вязкость. При условии, что $\eta/\rho=\nu$ и $\xi/\rho=\nu'$ — постоянные величины, получаем

$$F_{\beta i}=\nu\frac{\partial^2 v_1}{\partial x_k^2}+\left(\frac{1}{3}\nu+\nu'\right)\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial v_l}{\partial x_l}. \qquad (13.1.15)$$

Для несжимаемой жидкости $\partial v_l/\partial x_l=0$ и

$$F_{\beta i}=\nu\frac{\partial^2 v_l}{\partial x_k^2}=\nu\nabla^2 v_i.$$

При преобразовании системы координат преобразуются как лапласиан, так и компоненты вектора скорости. Поэтому в цилиндрической системе координат соотношение имеет вид [11]

$$F_{\beta r}=\nu\left(\Delta v_r-\frac{v_r}{r^2}-\frac{2}{r^2}\frac{\partial v_\varphi}{\partial\varphi}\right),$$

$$F_{\beta\varphi}=\nu\left(\Delta v_\varphi-\frac{v_\varphi}{r^2}+\frac{2}{r^2}\frac{\partial v_r}{\partial\varphi}\right),$$

$$F_{\beta z}=\nu\,\Delta v_z,$$

$$\Delta f=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial f}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 f}{\partial\varphi^2}+\frac{\partial^2 f}{\partial z^2}. \qquad (13.1.16)$$

При записи в сферической системе координат имеем [11]

$$F_{\beta r}=\nu\left(\Delta v_r-\frac{2v_r}{r^2}-\frac{2}{r^2\sin^2\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}(v_\vartheta\sin\vartheta)-\frac{2}{r^2\sin\vartheta}\frac{\partial v_\varphi}{\partial\varphi}\right),$$

$$F_{\beta\vartheta}=\nu\left(\Delta v_\vartheta+\frac{2}{r^2}\frac{\partial v_r}{\partial\vartheta}-\frac{v_\vartheta}{r^2\sin^2\vartheta}-\frac{2\cos\vartheta}{r^2\sin^2\vartheta}\frac{\partial v_\varphi}{\partial\varphi}\right),$$

$$F_{\beta\varphi}=\nu\left(\Delta v_\varphi+\frac{2}{r^2\sin^2\vartheta}\frac{\partial v_r}{\partial\varphi}+\frac{2\cos\vartheta}{r^2\sin^2\vartheta}\frac{\partial v_\vartheta}{\partial\varphi}-\frac{v_\varphi}{r^2\sin^2\vartheta}\right),$$

$$\Delta f=\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial f}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta\frac{\partial f}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\vartheta}\frac{\partial^2 f}{\partial\varphi^2}. \qquad (13.1.17)$$

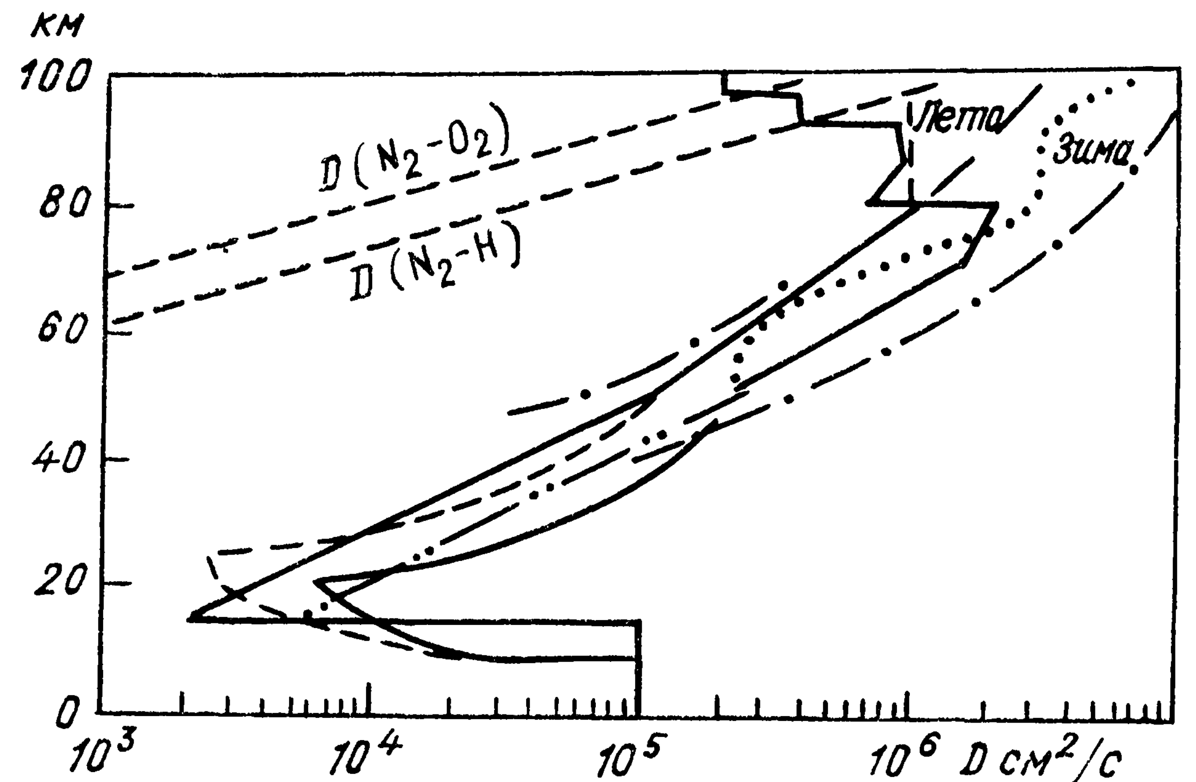


Рис. 13.1.2. Одномерный коэффициент турбулентной диффузии D по данным разных авторов [3].

Все сказанное в равной степени относится к молекулярной и турбулентной вязкости. Как правило, однако, в слое от поверхности Земли до высот 100 км турбулентная вязкость преобладает над молекулярной. Величину $\nu_т$ нельзя полагать не зависящей от высоты. Высотные профили коэффициентов турбулентной кинематической вязкости и температуропроводности принимаются примерно одинаковыми, хотя эти коэффициенты могут различаться по величине в несколько раз. Высотный ход коэффициента турбулентной диффузии по данным разных авторов приведен на рис. 13.1.2.

Обычно атмосферные процессы характеризуются тем, что их горизонтальный масштаб значительно превосходит вертикальный. Учитывая это, силу турбулентного трения можно представить в виде

$$\mathbf{F}_\beta^т=\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\rho\nu_т\frac{\partial v}{\partial z}. \qquad (13.1.18)$$

Это приближение часто применяется и хорошо оправдывается.

Силы рэлеевского, ионного и вязкого трения производят работу над газом и поэтому будут давать вклад в функцию нагревания в уравнении энергии. Сила Кориолиса и сила магнитного закручивания перпендикулярны направлению движения и не совершают работы.

5. *Нагревание за счет рэлеевского трения.* Описывается выражением

$$Q_\gamma=-\rho F_{\beta i}v_i=\rho a v^2. \qquad (13.1.19)$$

6. *Нагревание за счет ионного трения.* По аналогии с формулой (13.1.19) можно записать

$$Q_\gamma=\frac{B_0^2\sigma_1}{c^2}\left(v_\varphi^2+\left(\frac{B_z}{B_0}\right)^2 v_\vartheta^2\right). \qquad (13.1.20)$$

Таким образом, нагревание за счет ионного трения определяется только педерсеновской проводимостью.

7. *Джоулев нагрев.* Согласно [12] определяется формулой

$$Q_\gamma=\mathbf{j}\cdot\left(\mathbf{E}+\frac{1}{c}[\mathbf{v}\cdot\mathbf{B}]\right). \qquad (13.1.21)$$

Если поле $\mathbf{E}' = E + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\cdot\mathbf{B}]$ положить поперечным, т. е. перпендикулярным к магнитным силовым линиям, то

$$Q_\gamma = \sigma_1 E'^2. \qquad (13.1.22)$$

Джоулев нагрев включает и источник нагрева за счет ионного трения.

9. *Молекулярная и турбулентная теплопроводность.* Молекулярная теплопроводность учитывается в уравнении энергии членом

$$Q_\gamma = \operatorname{div}(\lambda \nabla T). \qquad (13.1.23)$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности.

Молекулярная теплопроводность (так же как и вязкость) до высоты 100 км значительно меньше турбулентной; точнее говоря, роль молекулярной теплопроводности значительно меньше, чем турбулентной. Источник для турбулентной теплопроводности записывается в форме

$$Q_\gamma^{\text{т}} = \frac{\partial}{\partial x_i} c_p \rho \chi^{\text{т}} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} + \delta_{1,3} \frac{g}{c_p} \right). \qquad (13.1.24)$$

Индекс 3 выделяет вертикальную координату, а $\delta_{1,3}$ — символ Кронекера

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{при } j = i, \\ 0 & \text{при } j \neq i. \end{cases}$$

Таким образом, турбулентный коэффициент теплопроводности выражается через турбулентный коэффициент температуропроводности:

$$\lambda^{\text{т}} = c_p \rho \chi^{\text{т}}.$$

Учитывая, как и раньше, что горизонтальный масштаб для многих атмосферных процессов значительно превосходит вертикальный, горизонтальными потоками тепла можно пренебречь:

$$Q_\gamma^{\text{т}} = \frac{\partial}{\partial z} c_p \rho \chi^{\text{т}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right). \qquad (13.1.25)$$

10. *Ньютоновское выхолаживание.* Описывается выражением

$$Q_\gamma = -c_p \rho b T',$$

где T' — отклонение температуры от радиационно равновесной. Эта параметризация (простейшая) лучистого выхолаживания может служить и параметризацией процесса теплопроводности.

11. *Нагревание за счет вязкого трения.* В случае молекулярной вязкости может быть представлено в виде [11]

$$Q_\gamma = \frac{\rho\nu}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_e}{\partial x_e} \right)^2 + \rho\nu' (\operatorname{div} \mathbf{v})^2. \qquad (13.1.26)$$

В случае турбулентной вязкости можно отбросить член с объемной вязкостью и пренебречь сжимаемостью:

$$Q_\gamma^{\text{т}} = \frac{\rho\nu^{\text{т}}}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2. \qquad (13.1.27)$$

Для рассмотрения нагревания Q_γ, связанного с поглощением ультрафиолетовой радиации Солнца и тепловой длинноволновой радиации, отсылаем читателя к главе 14. Отметим, что поглощение солнечной радиации связано с наличием малых газовых составляющих, в первую очередь озона. Функция охлаждения (нагревания) связывается с такими малыми составляющими, как, например CO_2. Именно величина Q_γ, характеризующая поглощение радиации, связывает состав МПС и термический и циркуляционный режимы средней атмосферы.

13.2. НЕКОТОРЫЕ УПРОЩЕНИЯ ИСХОДНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ

Система исходных уравнений гидродинамики существенно упрощается в предположении несжимаемости воздуха: $\rho = \text{const}$. Однако лишь в небольшом числе атмосферных задач это приближение может быть принято.

Из уравнения (13.1.2) следует, что в этом случае

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \qquad (13.2.1)$$

Однако для ряда атмосферных задач уравнение (13.2.1) можно использовать без допущения о несжимаемости воздуха. В стационарном случае уравнение (13.1.2) имеет вид

$$\operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0.$$

Расписывая это уравнение в декартовых координатах и предполагая, что плотность не меняется по горизонтали, получаем:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{v_z}{H_\rho} = 0.$$

Здесь

$$\frac{1}{H_\rho} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}.$$

Если вертикальный масштаб процесса L много меньше H_ρ, то последним членом можно пренебречь. Это равносильно условию несжимаемости. Часть задач, связанных с движениями в облаках, может решаться в этом приближении. Именно в таких условиях возникает свободная конвекция. Согласно [11], система уравнений гидродинамики, описывающая свободную конвекцию, имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \frac{p'}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{v} - \mathbf{g} \frac{T'}{T}$$

$$\frac{dT}{dt} = \chi \Delta T, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \qquad (13.2.2)$$

Величины со штрихами относятся к возмущениям, связанным с конвекцией, величины без штрихов — к исходному невозмущенному состоянию.

Важнейшим приближением в теории атмосферных процессов является приближение квазистатики для вертикальной компоненты уравнения движения:

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho.$$

Это приближение основывается на оценках вклада всех членов уравнения для вертикальной компоненты скорости при характерных для атмосферы скорости ветра, вязкости и т. д. Это приближение оправдано для очень широкого круга атмосферных задач за исключением, возможно, задач с малыми характерными масштабами, таких, как короткие гравитационные волны, мелкомасштабная конвекция, акустические волны и др. Форма системы уравнений гидродинамики может быть упрощена в результате перехода от геометрической системы координат (например, x, y, z) к изобарической системе координат (x, y, p), в которой вместо вертикальной координаты используется давление, а высота изобарической поверхности p становится искомой геопотенциальной высотой z.

Детальный вывод системы уравнений гидродинамики в изобарической системе координат можно найти в [13]. Переход от системы координат (x, y, z, t) к системе (x', y', p, t') осуществляется путем следующих преобразований:

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial}{\partial p}, \quad \frac{\partial}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial}{\partial p},$$

$$\frac{\partial}{\partial p} = -\frac{1}{g\rho} \frac{\partial}{\partial z}, \quad \frac{\partial}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} \frac{\partial}{\partial p}. \qquad (13.2.3)$$

Роль вертикальной составляющей вектора скорости играет величина $\tau = dp/dt$, описывающая смещение частицы воздуха относительно изобарических поверхностей. Переход от w к τ и обратно можно совершить с помощью соотношений

$$\tau = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} - g\rho w,$$

$$w = -\frac{\tau}{g\rho} + \frac{\partial z}{\partial z'} + u \frac{\partial z}{\partial x'} + v \frac{\partial z}{\partial y'}.$$

Уравнения для горизонтальных компонент скорости примут вид

$$\frac{\partial u}{\partial t'} + u \frac{\partial u}{\partial x'} + v \frac{\partial u}{\partial y'} + \tau \frac{\partial u}{\partial p} - lv = -g \frac{\partial z}{\partial x'} + F_x,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t'} + u \frac{\partial v}{\partial x'} + v \frac{\partial v}{\partial y'} + \tau \frac{\partial v}{\partial p} + lu = -g \frac{\partial z}{\partial y'} + F_y. \qquad (13.2.4)$$

Здесь l — параметр Кориолиса ($l = 2\omega_z$).

Уравнение статики примет вид

$$T = -\frac{g\mu}{R} p \frac{\partial z}{\partial p}. \qquad (13.2.5)$$

Уравнение неразрывности запишется следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial x'}+\frac{\partial v}{\partial y'}+\frac{\partial \tau}{\partial p}=0. \qquad (13.2.6)$$

Итак, уравнение неразрывности в изобарической системе координат соответствует уравнению для несжимаемой жидкости в исходной системе. Это очень важное упрощение формы уравнения.

Уравнение энергии принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t'}+u\frac{\partial T}{\partial x'}+v\frac{\partial T}{\partial y'}+\tau\frac{\partial T}{\partial p}+\frac{\tau}{c_p\rho}=\frac{Q_\gamma}{c_p\rho}. \qquad (13.2.7)$$

Здесь опять достигается упрощение: левая часть содержит полную производную по времени только от T, в то время как в исходной системе содержались полные производные от T и p. Турбулентность, согласно [13], можно учесть следующим образом:

$$F_{\beta x}=\left(\frac{g}{R\overline{T}}\right)^2\frac{\partial}{\partial p}\nu p^2\frac{\partial u}{\partial p},$$

$$F_{\beta y}=\left(\frac{g}{R\overline{T}}\right)^2\frac{\partial}{\partial p}\nu p^2\frac{\partial v}{\partial p},$$

$$Q_\gamma=c_p\rho\left(\frac{g}{R\overline{T}}\right)^2\frac{\partial}{\partial p}\chi p^2\frac{\partial T}{\partial p}. \qquad (13.2.8)$$

Далее, важным приближением является квазигеострофическое. Оно исходит из того, что наблюдаемый ветер лишь мало отличается от геострофического

$$u_г=v_{xг}=-\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial y},$$

$$v_г=v_{yг}=\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial x}. \qquad (13.2.9)$$

Используя метод возмущений, можно получить:

$$u=-\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial y}-\frac{1}{l}\frac{d}{dt}\left(\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial x}\right),$$

$$v=\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial x}-\frac{1}{l}\frac{d}{dt}\left(\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial y}\right). \qquad (13.2.10)$$

Подставляя выражение (13.2.10) в уравнение неразрывности, получаем:

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{1}{l}\frac{d}{dt}\left(\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\frac{1}{l}\frac{d}{dt}\left(\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial y}\right)+\frac{\beta}{l^2}\frac{\partial Z}{\partial x}=\frac{\partial \tau}{\partial p}.$$

Здесь $\beta=\partial l/\partial y$.

Если задача рассматривается для полосы широт от y_1 до y_2, то часто полагают $\beta=\text{const}$. Такое приближение называют приближением β-плоскости. Более детальное описание этого приближения можно найти в [14]. В результате ряда тождественных преобразований система уравнений в квазигеострофическом приближении принимает вид

$$\frac{d}{dt}\Delta gZ-l^2\frac{\partial \tau}{\partial p}=\frac{R}{\bar{\mu}p}(\nabla\tau\nabla T)-\beta g\frac{\partial Z}{\partial x},$$

$$\frac{dT}{dt}+\frac{\partial T/\partial Z+g/c_p}{g}\frac{RT}{\bar{\mu}}\frac{\tau}{p}=\frac{Q_\gamma}{c_p\rho},$$

$$T=-\frac{\bar{\mu}p}{R}g\frac{\partial Z}{\partial p},$$

$$u=-\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial y}-\frac{1}{l}\frac{d}{dt}\left(\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial x}\right),$$

$$v=\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial x}-\frac{1}{l}\frac{d}{dt}\left(\frac{g}{l}\frac{\partial Z}{\partial y}\right). \qquad (13.2.11)$$

Здесь возможны дальнейшие упрощения, за которыми отсылаем читателя к работе [13]. В исследованиях обычно желательно привязать результаты расчета к фиксированной высоте вместо меняющегося во времени и пространстве уровня давления. Это привело к появлению широко используемой логарифмически-изобарической системе координат, предложенной Элиассеном [22]. В этой системе координат высота определяется через упрощенное уравнение статики

$$z=\overline{H}\ln\frac{p}{p_0}.$$

Здесь $\overline{H}$ — некая средняя высота однородной атмосферы в рассматриваемом слое, а потому z является условной мерой высоты и вместо геопотенциальной высоты рассматривается геопотенциал:

$$\Phi=gZ.$$

Уравнения, записанные в сферической системе координат, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{u}{a\cos\vartheta}\frac{\partial u}{\partial\varphi}+\frac{v}{a\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}(u\cos\vartheta)+w\frac{\partial u}{\partial z}-2\omega\sin\vartheta v+\frac{1}{a\cos\vartheta}\frac{\partial\Phi}{\partial\varphi}=F_\varphi,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{u}{a\cos\vartheta}\frac{\partial v}{\partial\varphi}+\frac{v}{a}\frac{\partial v}{\partial\vartheta}+w\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{u^2\operatorname{tg}\vartheta}{a}+2\omega\sin\vartheta u+\frac{1}{a}\frac{\partial\Phi}{\partial\vartheta}=F_\vartheta,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{u}{a\cos\vartheta}\frac{\partial T}{\partial\varphi}+\frac{v}{a}\frac{\partial T}{\partial\vartheta}+w\frac{\partial T}{\partial t}+w\left(\frac{\partial T}{\partial z}+\frac{g}{c_p}\frac{T}{T_0}\right)+w\left(\frac{\partial T_0}{\partial z}+\frac{g}{c_p}\right)=\frac{Q_\gamma}{c_p\rho},$$

$$\frac{1}{a\cos\vartheta}\frac{\partial u}{\partial\varphi}+\frac{1}{a\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}(v\cos\vartheta)+\frac{\partial w}{\partial z}-\frac{w}{H}=0,$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z}=\frac{RT}{\bar{\mu}H},\quad \frac{\partial\Phi_0}{\partial z}=\frac{RT_0}{\bar{\mu}H}.$$

Здесь a — радиус Земли, φ — долгота, ϑ — широта (а не коширота, как обычно). Эта система координат очень удобна для анализа атмосферных процессов и дальнейшее изложение будет дано на ее основе.*

Для исследования атмосферных процессов используется также линеаризованная система уравнений гидродинамики в обычной сферической системе координат (φ, ϑ, r) в пренебрежении диссипативными процессами. Система уравнений движения, энергии сводится к одному уравнению, содержащему два оператора второго порядка: один — по ϑ и φ, а другой — по z. При некоторых условиях переменные разделяются, и решение системы достигается достаточно просто. Эта теория получила название теории приливов [5, 14, 16], но имеет гораздо более широкую область приложения.

Еще одно широко используемое упрощение носит название соленоидального приближения. Предполагается, что в уравнении неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\rho w=0$$

(логарифмически-изобарическая система координат) третий член много меньше каждой из составляющих плоской дивергенции. Это условие заведомо выполняется на так называемом среднем уровне, расположенном в тропосфере на высоте 5 км. Для определенных условий это приближение может быть принято и для средней атмосферы. Условие соленоидальности предполагает, что вертикальный масштаб процесса больше высоты однородной атмосферы. Выполнение условия соленоидальности позволяет ввести функцию тока ψ:

$$u=-\frac{\partial\psi}{\partial y},\quad v=\frac{\partial\psi}{\partial x}. \qquad (13.2.13)$$

Согласно [1], если продифференцировать зональное уравнение по x, меридиональное по y, сложить эти уравнения, оценить его члены, отбросив малые, то получим упрощенное «уравнение баланса»

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+2\frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y}+\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2+u\frac{\partial l}{\partial y}-v\frac{\partial l}{\partial x}-l\Omega=-\Delta\Phi. \qquad (13.2.14)$$

Здесь $\Omega=\partial v/\partial x-\partial u/\partial y$.

Если использовать для u и v геострофические соотношения, то легко получить

$$l\Omega=\Delta\Phi.$$

Таким образом, величины u и v, определяемые соотношениями (13.2.13), отличаются в уравнении (13.2.14), от геострофиче-

* По отношению к полной системе уравнений движения здесь имеются небольшие упрощения.

ских. Подставив (13.2.13) в (13.2.14), получим связь между ψ и Φ:

$$l\,\Delta\psi - 2\left[\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x\,\partial y}\right)^2\right] + \frac{\partial l}{\partial x}\frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{\partial l}{\partial y}\frac{\partial\psi}{\partial y} = \Delta\Phi. \qquad (13.2.15)$$

Это сугубо нелинейное уравнение может быть решено приближенным методом относительно $\psi = \psi(\Phi)$. Тогда по найденному ψ можно определить u и v.

В заключение отметим, что любое упрощение системы уравнений гидродинамики обычно связано с потерей каких-либо физических явлений. Приближение квазистатики отфильтровывает акустические волны. Квазигеострофическое приближение отфильтровывает (т. е. устраняет) крупномасштабные гравитационные волны, оставляя волны Росби вместе с нелинейными свойствами. Теория приливов также устраняет акустические волны, сохраняя и волны Росби, и гравитационные волны, но не описывает их нелинейные свойства. При использовании того или иного приближения надо ясно понимать, при каких условиях оно возможно.

13.3. ЗОНАЛЬНОСТЬ И ВИХРЕВЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ

Следующие шаги упрощений связаны с переходом от трехмерного описания к раздельному описанию среднезональных метеорологических величин и наложенных на зональный фон незональных, или вихревых, возмущений. Зонально осредненная произвольная величина определяется формулой

$$\overline{\psi} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\psi\,d\varphi. \qquad (13.3.1)$$

Тогда величину ψ можно представить в виде $\psi = \overline{\psi} + \psi'$. Величина ψ' называется вихревой составляющей. Проведя операцию осреднения над системой (13.2.12) при использовании несущественных упрощений и тождественных преобразований, описанных в [14], получим:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar v\frac{\partial}{\partial y} + \bar w\frac{\partial}{\partial z}\right)\bar u - \left(2\omega + \frac{\bar u}{a\cos\vartheta}\right)v\sin\vartheta = -\overline{Y}_x + \overline{F}_x,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar v\frac{\partial}{\partial y} + \bar w\frac{\partial}{\partial z}\right)\bar v\left(2\omega + \frac{u}{a\cos\vartheta}\right)u\sin\vartheta = -\overline{Y}_y + F_y\frac{\partial\overline{\Phi}}{\partial y},$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar v\frac{\partial}{\partial y} + \bar w\frac{\partial}{\partial z}\right)\overline{\Phi}_z + N^2\bar w = \frac{R}{\bar\mu c_p\rho}\frac{Q_\gamma}{H} - \overline{G}. \qquad (13.3.2)$$

Здесь $N^2 = \frac{g}{T}\left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{g}{cp}\right)$ — квадрат частоты Брента—Вяйсяля,

$$\overline{Y}_x = \frac{1}{\cos^2\vartheta}\frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{u'v'}\cos^2\vartheta\right) + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0\overline{u'w'}\right),$$

$$\overline{Y}_y = \frac{1}{\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{v'^2}\cos\vartheta\right) + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0\overline{v'w'}\right) + \frac{\overline{u'^2}\,\mathrm{tg}\,\vartheta}{a},$$

$$\overline{G} = \frac{1}{\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{v'\Phi'_z}\cos\vartheta\right) + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0\overline{w'\Phi'_z}\right). \qquad (13.3.3)$$

Для вихревых составляющих получаем систему уравнений:

$$\frac{Du'}{Dt} - \left(2\omega + \frac{\bar u}{a\cos\vartheta}\right)v'\sin\vartheta - \frac{vu'\,\mathrm{tg}\,\vartheta}{a} + v'\frac{\partial\bar u}{\partial y} + w'\frac{\partial\bar u}{\partial z} + \frac{\partial\Phi'}{\partial x} = -Y'_x + F'_x,$$

$$\frac{Dv'}{Dt} + \left(2\omega + \frac{\bar u}{a\cos\vartheta}\right)u'\sin\vartheta + \frac{\bar u u'\,\mathrm{tg}\,\vartheta}{a} + v'\frac{\partial\bar v}{\partial y} + w'\frac{\partial\bar v}{\partial z} + \frac{\partial\Phi'}{\partial y} = -Y'_y + F'_y,$$

$$\frac{D\Phi'_z}{Dt} + v'\frac{\partial\overline{\Phi}_z}{\partial y} + w'\frac{\partial\overline{\Phi}_z}{\partial z} + w'N^2 = \frac{R}{\bar\mu c_p\rho_0}\frac{Q'_\gamma}{H} - G',$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial y}\left(v'\cos\vartheta\right) + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0 w'\right) = 0. \qquad (13.3.4)$$

Здесь

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar u\frac{\partial}{\partial x} + \bar v\frac{\partial}{\partial y} + \bar w\frac{\partial}{\partial z},$$

$$Y'_x = \frac{\partial}{\partial x}\overline{u'^2} + \frac{1}{\cos^2\vartheta}\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(u'v' - \overline{u'v'}\right)\cos^2\vartheta\right] + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left[\rho_0\left(u'w' - \overline{u'w'}\right)\right],$$

$$Y'_y = \frac{\partial}{\partial x}\left(u'v'\right) + \frac{1}{\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(v'^2 - \overline{v'^2}\right)\cos\vartheta\right] + \left(u'^2 - \overline{u'^2}\right)\frac{\mathrm{tg}\,\vartheta}{a} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left[\rho_0\left(v'w' - \overline{v'w'}\right)\right],$$

$$G' = \frac{\partial}{\partial x}\left(u'\Phi'_z\right) + \frac{1}{\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(v'\Phi'_z - \overline{v'\Phi'_z}\right)\cos\vartheta\right] + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left[\rho_0\left(w'\Phi'_z - \overline{w'\Phi'_z}\right)\right].$$

Если нелинейные величины Y'_x, Y'_y, G' достаточно малы, а F'_x, F'_y, Q'_γ — линейные функции вихревых величин, то система (13.3.4) является замкнутой. Однако характеристики среднего зонального состояния зависят от вихревых характеристик в системе (13.3.2) через величины $\overline{F}_x$, $\overline{F}_y$, $\overline{G}$. Таким образом, системы (13.3.2) и (13.3.4) не являются независимыми даже в этом случае и должны решаться совместно. Можно организовать итерационный процесс последовательного уточнения среднезонального состояния и вихревых характеристик. Но сходимость такого процесса может быть выявлена только в процессе счета.

Выписанная выше система уравнений для зонального состояния и вихревых возмущений еще очень сложна, и дальнейшее ее упрощение базируется на масштабном анализе [14]. Обозначим горизонтальный масштаб через L, вертикальный — через h, характерную зональную скорость — через U. В качестве временно́го масштаба можно использовать величину L/V. Вводятся три безразмерных параметра:

$$\mathrm{Ro} = \frac{U}{2\omega L}, \quad \mathrm{Br} = \left(\frac{Nh}{2\omega L}\right)^2, \quad \delta = \frac{L}{a}.$$

Ro — число Росби, Br — число Бюргера.

Для глобальных и синоптических масштабов число Росби обычно мало ($\mathrm{Ro} \leqslant 0{,}1$). Если ограничиться наиболее грубым приближением, то

$$\frac{1}{\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial y}\left(\bar v\cos\vartheta\right) + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\bar w = 0,$$

$$2\omega\sin\vartheta\bar u = -\frac{\partial\overline{\Phi}}{\partial y},$$

$$\frac{\partial\bar u}{\partial t} - 2\omega\sin\vartheta\bar v = -\overline{Y}_x + \overline{F}_x,$$

$$\frac{\partial\overline{\Phi}_z}{\partial t} + N^2\bar w = \frac{R\overline{Q}_\gamma}{\bar\mu c_p H} - \overline{G}. \qquad (13.3.5)$$

Для внетропических широт без каких-либо оговорок и для тропических широт в этом приближении уравнения для вихревых составляющих можно записать в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar u\frac{\partial}{\partial x}\right)u' - \overline{Z}v' + w'\frac{\partial\bar u}{\partial z} + \frac{\partial\Phi'}{\partial x} = -Y'_x + F'_x,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar u\frac{\partial}{\partial x}\right)v' + \left[\overline{Z} + \cos\vartheta\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\bar u}{\cos\vartheta}\right)\right]u' + \frac{\partial\Phi'}{\partial y} = -Y'_y + F'_y,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar u\frac{\partial}{\partial x}\right)\Phi'_z + v'\frac{\partial\overline{\Phi}_z}{\partial y} + w'N^2 = \frac{RQ'_\gamma}{c_p\bar\mu H} - G',$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\cos\vartheta}\left(v'\cos\vartheta\right) + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0 w'\right) = 0,$$

$$Z = 2\omega\sin\vartheta - \frac{1}{\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial y}\bar u\cos\vartheta, \quad dy = a\,d\vartheta. \qquad (13.3.6а)$$

Вихревые движения удовлетворительно описываются, даже если пренебречь величинами Y'_x, Y'_y, G. Вернемся теперь к анализу системы уравнений зонального фона (13.3.5). Третье

и четвертое уравнения этой системы можно записать даже в более полной форме:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{w}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - l\bar{v} = -\overline{Y}_x + \overline{F}_x,$$

$$\frac{\partial \overline{\Phi}_z}{\partial t} - l\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\bar{v} + N^2\bar{w} = \frac{R\overline{Q}_\gamma}{\overline{\mu c_p H}} - \overline{G}.$$

Именно в таком виде анализировалась система в известной работе Бойда [18]. Аналогично можно выписать уравнение для относительной концентрации c_α компонента α:

$$\frac{\partial \bar{c}_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{c_\alpha v} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\overline{c_\alpha w} = \overline{P}_\alpha - \overline{L}_\alpha + \overline{K},$$

где

$$\overline{K} = -\frac{\partial}{\partial y}\overline{c'_\alpha v'} - \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\overline{c'_\alpha w'}.$$

Удобно ввести стоксову циркуляцию, определяемую следующими соотношениями:

$$\bar{w}_{st} = -\frac{\partial}{\partial y}\frac{\overline{\Phi'_z v'}}{N^2}, \quad \bar{v}_{st} = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\frac{\overline{\Phi'_z v'}}{N^2}. \qquad (13.3.6б)$$

Тогда система выписанных выше уравнений примет вид

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \overline{w^*}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - l\overline{v^*} = \frac{\partial}{\partial y}\left(-\overline{u'v'} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\frac{\overline{\Phi'_z v'}}{N^2}\right) + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\left(-\overline{u'w'} + l\frac{\overline{\Phi'_z v'}}{N^2}\right), \qquad (13.3.7а)$$

$$\frac{\partial \overline{\Phi}_z}{\partial t} + \overline{w^*}N^2 - l\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\overline{v^*} = \frac{R\overline{Q}_\gamma}{\overline{\mu c_p H}} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\left(\overline{w'\Phi'_z} - \frac{l\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}{N^2}\overline{\Phi'_z v'}\right), \qquad (13.3.7б)$$

$$\frac{\partial \bar{c}_\alpha}{\partial t} + \bar{w}^*\frac{\partial \bar{c}_\alpha}{\partial z} + \bar{v}^*\frac{\partial \bar{c}_\alpha}{\partial y} = \overline{L}_\alpha - \overline{P}_\alpha + K_\alpha - \bar{v}_{st}\frac{\partial \bar{c}_\alpha}{\partial y} - \bar{w}^*\frac{\partial \bar{c}_\alpha}{\partial z}. \qquad (13.3.7в)$$

Здесь $\bar{v}^* = \bar{v} - \bar{v}_{st}$; $\bar{w}^* = \bar{w} - \bar{w}_{st}$.

Введение стоксовой и «остаточной» циркуляции имеет глубокий смысл. В отсутствие диссипативных процессов, стационарности вихревых движений, «критических» уровней (уровень, где горизонтальная фазовая скорость волны равна скорости ветра), химических реакций, правые части уравнений (13.3.7а)—(13.3.7в) обращаются в нуль. Очевидно, что в этом случае $\bar{v}^*$ и $\bar{w}^*$ обязаны своим происхождением только неадиабатическому источнику $\overline{Q}_\gamma$ в уравнении энергии. Следовательно, волны не участвуют в формировании $\partial\bar{u}/\partial t, \partial\overline{\Phi}_z/\partial t$ и $\partial\bar{c}_\alpha/\partial t$. В этом и состоит смысл известной теоремы Элиассена—Палма о невзаимодействии среднезонального состояния с вихревыми характеристиками. Если перечисленные выше условия нарушаются, то вихревые характеристики будут воздействовать на среднее состояние вместе с неадиабатическими источниками уравнения энергии. Для простейшего случая учета рэлеевского трения, ньютоновского выхолаживания и нестационарности пути последовательного расчета правых частей уравнения (13.3.7) намечены в работе [18].

Важно отметить, что в случае выполнения теоремы Элиассена—Палма осуществляется полная компенсация источников $\overline{Y}_x$ и G стоксовой адвекцией импульса и тепла. При нарушении условий теоремы, как правило, имеет место лишь малый разбаланс.

Это положение иллюстрируют оценки различных видов переноса консервативной примеси на рис. 13.3.1. Осредненные вдоль кругов широты скорости $\bar{v}$ и $\bar{w}$ назовем наблюдаемыми скоростями. Результаты расчета наблюдаемых скоростей по весьма полной трехмерной модели представлены на рис. 13.3.2. На рис. 13.3.3 представлен аналогичный высотно-широтный разрез «остаточных» скоростей. Различие этих картин показывает роль стоксовой циркуляции в атмосферных процессах.

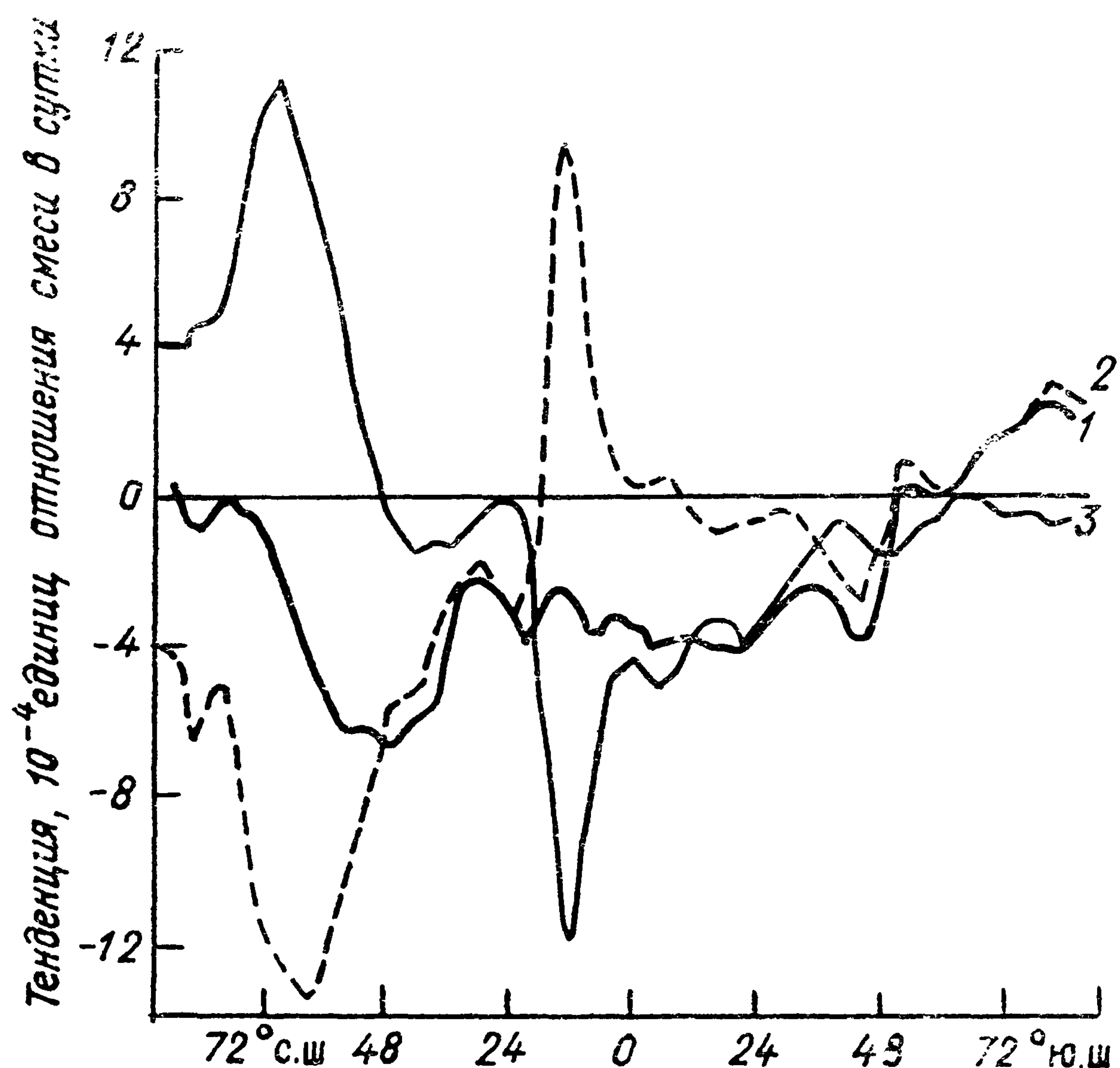


Рис. 13.3.1. Широтная зависимость меридионального переноса консервативной примеси.

1 — перенос «остаточной» циркуляцией, 2 — вихревой перенос, 3 — меридиональный перенос видимой циркуляцией.

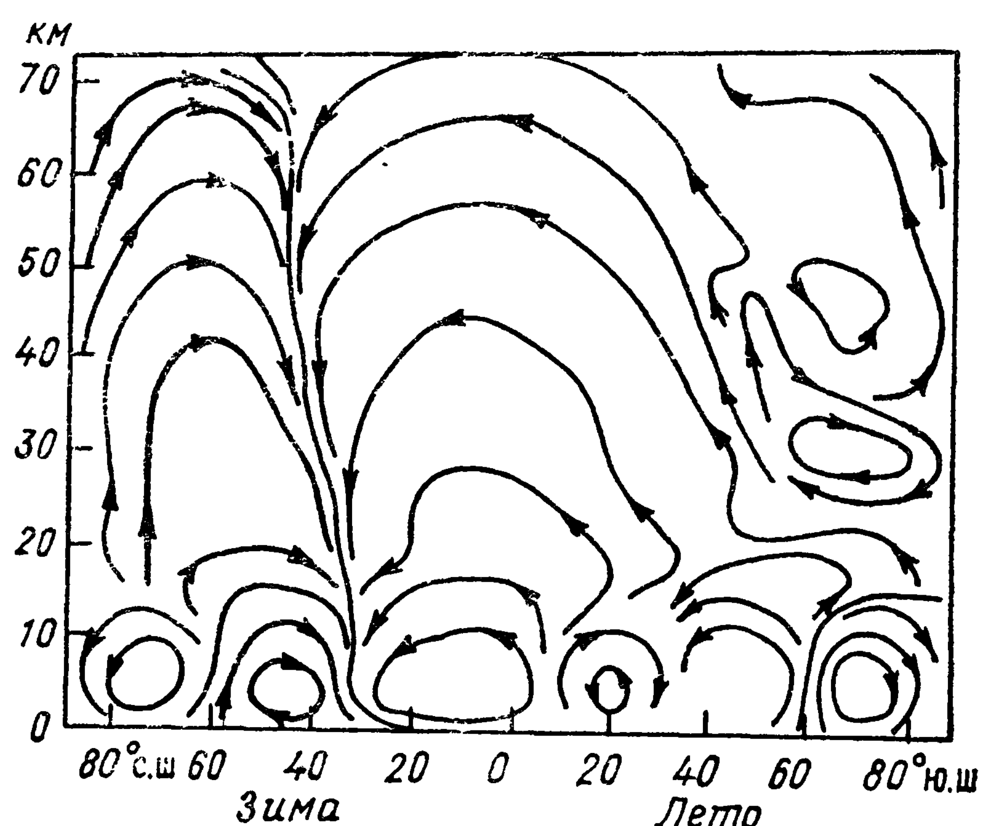


Рис. 13.3.2. Линии тока видимой меридиональной циркуляции в период солнцестояния, рассчитанные по модели, изложенной в работе [40].

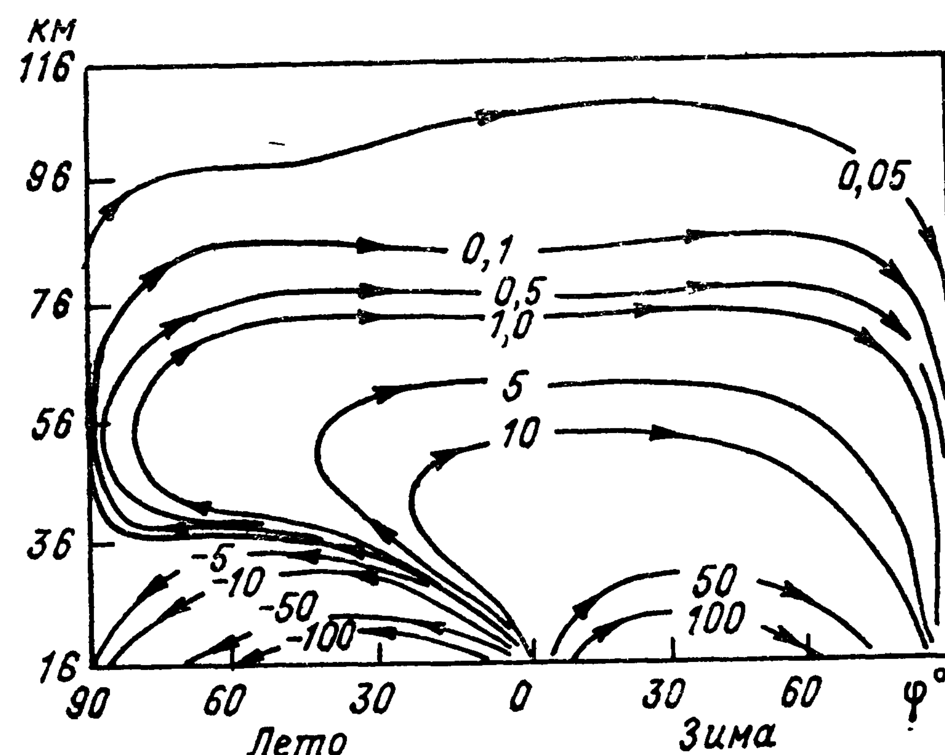


Рис. 13.3.3. Линии тока «остаточной» меридиональной циркуляции в период солнцестояния, рассчитанные в работе [23].

Вектор с компонентами

$$\bar{\psi}_{EP}=\left(-\overline{u'v'}+\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}\frac{\overline{\Phi'_z v'}}{N^2};\quad -\overline{u'w'}+l\frac{\overline{\Phi'_z v'}}{N^2}\right)$$

получил название вектора Элиассена — Палма.

Величина $\frac{\partial}{\partial y}\bar{\psi}_{EP,\,y}+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\psi_{EP,\,z}$, называемая дивергенцией вектора, входит в правую часть зонального уравнения движения:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\overline{w}^*\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}-l\bar{v}^*=\frac{\partial}{\partial y}\bar{\psi}_{EP,\,y}+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\bar{\psi}_{EP,\,z}. \tag{13.3.8}$$

В квазигеострофическом приближении для вихревых возмущений выражение для компонент вектора Элиассена — Палма упрощается и в сферической системе координат имеет вид (ϑ — широта)

$$\bar{\psi}_0=\overline{u'v'},\qquad \bar{\psi}_z=\frac{\overline{\Phi'_z v'}}{N^2}.$$

В этой системе координат

$$\nabla\bar{\psi}_{EP}=\frac{1}{a\cos^2\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\psi_{EP,\,y}\cos^2\vartheta+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\bar{\psi}_{EP,\,z}. \tag{13.3.9}$$

Изложенные выше результаты являются сравнительно новыми и сложными для понимания. Действительно, трудно себе представить, что не наблюдаемая скорость, а ее часть — «остаточная» циркуляция — главным образом ответственна за перенос примеси по широте. Недавно выяснилось, кроме того, что инерционность химических процессов может при наличии атмосферных волн приводить к очень сильному «квазидиффузионному» переносу химически активных примесей, в частности озона. Вероятно, первыми этот эффект обнаружили Роджерс и Пайл [35]. Позднее эффект был детально проанализирован в работе [38]. Анализ проводился с линеаризованным уравнением неразрывности для компоненты α (13.1.5) в предположении отсутствия диффузии и при линеаризации по вариациям концентраций члена $P-L$, т. е.

$$P-L=-A_\alpha c'_\alpha-\sum_{\beta\neq\alpha}A_{\alpha\beta}c'_\beta,$$

где c'_α — вариация отношения смеси в волне, c'_β — вариации отношений смеси компонент, участвующих в химической реакции с компонентой α. Уравнение неразрывности запишем в виде

$$\frac{\partial c'_\alpha}{\partial t}+\sum_i\bar{v}_i\frac{\partial c'_\alpha}{\partial x_i}+\sum_i v'_i\frac{\partial\bar{c}_\alpha}{\partial x_i}=-\sum_\beta\widetilde{A}_{\alpha\beta}c'_\beta,$$

$$\widetilde{A}_{\alpha\beta}=A_\alpha\delta_{\alpha\beta}+A_{\alpha\beta}(1-\delta_{\alpha\beta}).$$

Представим, что c'_α можно записать в форме

$$c'_\alpha=c'_{\alpha0}\exp\left(i\sigma t+i\sum_l k_l x_l\right),$$

$$\sum_\beta\left[\left(i\sigma+i\sum_l k_l\bar{v}_l\right)\delta_{\alpha\beta}+\widetilde{A}_{\alpha\beta}\right]c'_\beta=-\sum_i v'_i\frac{\partial\bar{c}_\alpha}{\partial x_i}.$$

Матрица

$$\left(i\sigma+i\sum_l k_l v_l\right)\delta_{\alpha\beta}+\widetilde{A}_{\alpha\beta}=iB_{\alpha\beta}$$

является комплексной,

$$c'_\alpha=-\sum_\alpha\left(i\widetilde{B}_{\alpha\beta}\right)^{-1}\sum_i v'_i\frac{\partial\bar{c}_\alpha}{\partial x_i}.$$

Умножим это соотношение на v'_k и осредним вдоль круга широты:

$$\overline{c'_\beta v'_k}=-\sum_i\overline{v_i v_k}\sum_\alpha\left(i\widetilde{B}_{\alpha\beta}\right)^{-1}\frac{\partial\bar{c}_\alpha}{\partial x_i}.$$

Здесь i и k имеют смысл только для y и z, поскольку

$$\partial\bar{c}/\partial x\equiv 0.$$

Введем обозначение $\overline{v'_i v'_k}\left(i\widetilde{B}_{\alpha\beta}\right)^{-1}=D^{\alpha\beta}_{ik}$ и назовем эти величины компонентами тензора химической диффузии (компоненты этого тензора имеют размерность коэффициента диффузии $[L^2/T]$):

$$Q_{ak}=-\sum_\alpha\sum_{i=1}^{2}D^{\alpha\beta}_{ik}\frac{\partial\bar{c}_\alpha}{\partial x_i}. \tag{13.3.10}$$

Легко установить, что

$$q_{ak}=\mu_\alpha nQ_{ak}.$$

Совершенно новым здесь является факт зависимости потока компоненты α от градиентов средней концентрации не только компоненты α, но и всех компонент β, участвующих с ней

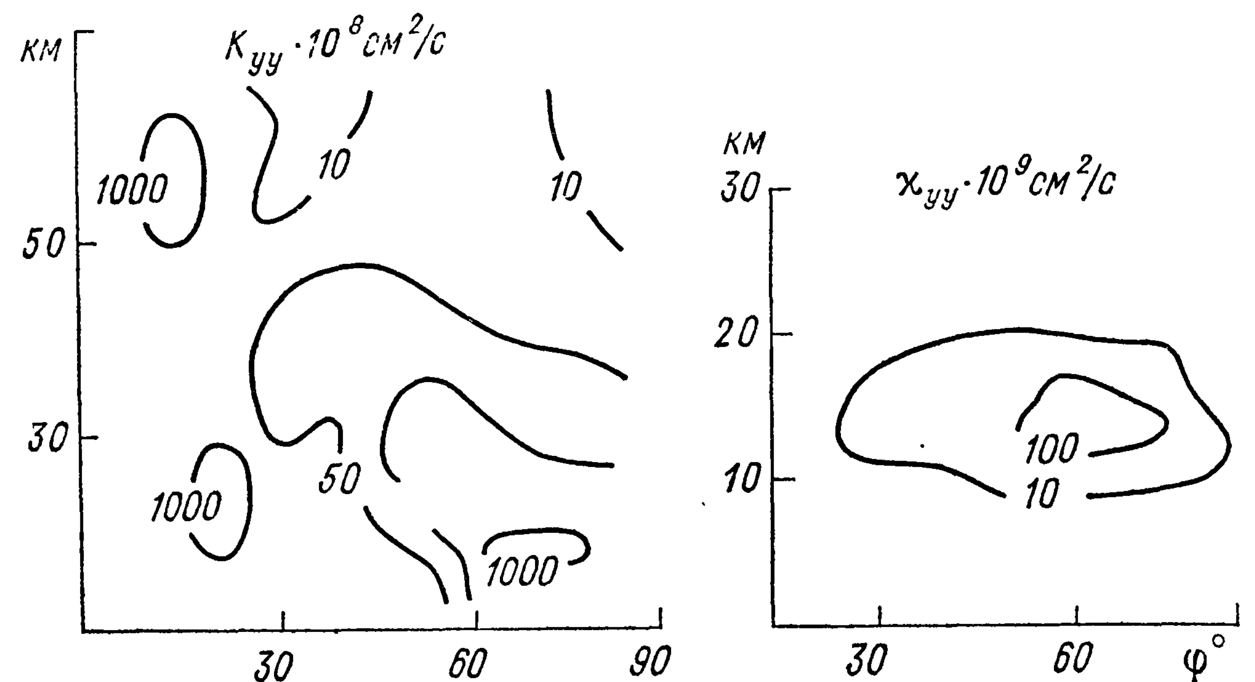


Рис. 13.3.4. Коэффициенты вихревого меридионального переноса тепла K_{yy} и озона $\varkappa_{yy}$.

Высокие значения K_{yy} в низких широтах связаны с наличием «критической» линии.

в реакциях. К этому переносу активной компоненты следует добавить ее перенос посредством остаточной циркуляции как консервативной примеси. Более детально вихревой перенос консервативной примеси и тепла был рассмотрен в [9]. Величина $P-L$ была здесь представлена в форме

$$P-L=\Theta c'_\alpha-\Gamma T'.$$

Аналогично линеаризовался источник тепла в уравнении энергии:

$$\frac{RQ_\gamma}{\mu c_p H}=Fc'_\alpha-\alpha T'.$$

В этом случае

$$Q_{ay}=-D^{c}_{yy}\frac{\partial\bar{c}_\alpha}{\partial y}-D^{c}_{yz}\frac{\partial\bar{c}_\alpha}{\partial z}-D^{\tau}_{yy}\frac{\partial T}{\partial y}-D^{\tau}_{yz}\frac{\partial T}{\partial z}. \tag{13.3.11}$$

Естественно, D^c и D^τ имеют разную размерность.

Аналогично вычисляются другие составляющие вектора потока компоненты α. Такую же структуру будет иметь выражение для потока тепла. Диффузионная форма представления потоков здесь обманчива, поскольку коэффициенты тензора диффузии зависят от зонально осредненных полей, которые сами являются искомыми. Для классической диффузии эти коэффициенты задаются независимо. Пример расчета коэффициентов D_{yy} для потока тепла и переноса озона показаны на рис. 13.3.4 в виде высотно-широтного разреза. Большие значения коэффициентов D_{yy} для потока тепла в низких широтах связаны с присутствием здесь критической линии.

13.4. ТРЕНИЕ И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ВЫЗВАННЫЕ ВНУТРЕННИМИ ГРАВИТАЦИОННЫМИ ВОЛНАМИ

Для того чтобы оценить воздействие внутренних гравитационных волн на ускорение среднего зонального движения, необходимо (см. выражение (13.3.3)) рассчитать величину

$$Y_x=\frac{1}{\cos^2\vartheta a}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\overline{u'v'}\cos^2\vartheta\right)+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\overline{u'w'}.$$

Будем рассматривать гравитационные волны, у которых вертикальное волновое число m много больше горизонтальных волновых чисел k и l. В то же время частоты этих волн много меньше частоты Брента—Вяйсяля N. В этом приближении можно показать, что

$$Y_x \approx \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{u'w'}).$$

Амплитуда гравитационных волн возрастает пропорционально $\exp(z/2H)$ в силу уменьшения плотности с высотой. В связи с тем, что на некоторой высоте вертикальный градиент температуры в волне становится больше сухоадиабатического (g/c_p), волна становится неустойчивой. Так представлял явление Линдзен [31]. Это приводит к разрушению волны, так что, начиная с этого уровня, амплитуда компонент скоростей станет неизменной. Это явление получило название «насыщения» внутренних гравитационных волн. Понятие «насыщения» играет очень большую роль в современной физике средней атмосферы. Для насыщенных волн

$$Y_x = -\frac{1}{H} \overline{u'w'},$$

и это ускорение зонального потока будет постоянным по высоте.
В соответствии с точными расчетами, проведенными Линдзеном [31],

$$Y_x = \frac{k}{2NH} \left(1 + \frac{l^2}{k^2}\right)^{-3/2} \left(1 - \frac{3H \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}{\bar{u} - c}\right),$$

где c — горизонтальная фазовая скорость волны. Одновременно рассчитывается и коэффициент турбулентной диффузии

$$D = |Y_x| \frac{(\bar{u} - c)}{N^2}.$$

Идеи расчета Y_x и D развивались далее в работах [21, 33, 41]. На основе этих параметризаций впервые удалось теоретически объяснить обращение знака средней зональной циркуляции на высотах 80—100 км [25, 26, 29]. Это является веским доводом в пользу представлений о «насыщении» внутренних гравитационных волн и правильности предложенных параметризаций.

Высказанные выше теоретические доводы и экспериментальные данные последних лет свидетельствуют о том, что истинная атмосферная турбулентность, которую можно описывать представлениями диффузии примеси, импульса и тепла, ограничена следующими пространственными и временными масштабами:

$$L \sim h \leqslant 1 \text{ км}, \quad T \leqslant 2 \text{ мин}.$$

Более масштабные процессы в некоторых случаях могут описываться диффузионными формулами, но сами коэффициенты могут зависеть от искомых средних полей сложным и, главное, неаналитическим способом. Эти соображения были выдвинуты против представлений «макротурбулентности», широко распространенных несколько лет назад [32]. Предстоит серьезная работа по развитию и обоснованию описанных выше представлений.

В [39] выдвинуты доводы о непрерывном характере спектра внутренних гравитационных волн (ВГВ) по вертикальному волновому числу m. При этом в области больших m этот спектр принципиально подчиняется закону m^{-3}. В этой части спектра все волны являются насыщенными. Левая часть спектра имеет характер белого шума и не взаимодействует со средним состоянием. Граница между двумя областями спектра сдвигается в сторону длинных волн (малых m), так что область насыщенных ВГВ увеличивается с высотой. Заметный интервал насыщенных ВГВ существует уже в тропосфере. Теоретические соображения в работе [39] подкреплены обширным экспериментальным материалом. Анализ данных MST-радаров продемонстрировал в отдельных случаях обрушивание гравитационных волн [17].

В работе [27] обработаны данные ракетного зондирования сети станций США и построен эскиз климатологии внутренних гравитационных волн, показывающий как наличие насыщения, так широтно-сезонную зависимость их интенсивности в области насыщения (40—60 км) (см. [27], глава 12, рис. 43).

В последнее время стали появляться работы, указывающие на обрушивание планетарных, в том числе стационарных, волн в стратосфере в периоды стратосферных потеплений. Разные авторы по-разному понимают это обрушивание. Однозначно можно говорить о том, что имеется разматывающаяся от полюса (или стремящаяся к полюсу) спираль особенно резких градиентов, например, геопотенциальной высоты [34]. В [28] была сделана попытка на примере одноуровенной модели с очень высоким горизонтальным разрешением (<1°) смоделировать обрушивание планетарной волны. Создается впечатление, что это сделать удалось.

13.5. ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ АНАЛИЗА ДВИЖЕНИЙ И ПОТОКОВ В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Если бы в нашем распоряжении были ежедневные данные о u, v, w, T, c_α с хорошим разрешением в горизонтальной плоскости и по высоте, то не было бы сложностей в последовательной оценке для целей прогноза величин $\overline{\psi}$ и ψ' и таких производных характеристик, как $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{T'v'}$, $\overline{c'_\alpha v'}$, $\overline{c'_\alpha w'}$, $\overline{v_{st}}$, $\overline{w_{st}}$, $\overline{v^*}$, $\overline{w^*}$, т. е. всех величин, необходи- для определения переноса импульса, тепла, примеси, скорости изменения среднезонального состояния (вектор Элиассена—Палма).

Однако такой идеальной картины данных нет. Величина w по экспериментальным данным не определяется. Компоненты ветра получают с помощью радиозондов до высоты 20—30 км, а со спутников скорость ветра пока не измеряют. По спутниковым данным величины u' и v', u и $\bar{v}$ рассчитываются в тех или иных приближениях, главным образом в геострофическом приближении.

Данные о температуре и геопотенциальной высоте с оперативно работающих спутников характеризуются низким вертикальным разрешением (10—12 км в нижней стратосфере и 20 км в мезосфере [19]).

В настоящее время со спутников измеряется лишь общее содержание озона, а концентрация озона — только выше 20 км.

Ракетные данные и данные баллонных озонозондов, хотя и обладают удовлетворительными точностью и высотным разрешением, имеют очень ограниченное горизонтальное разрешение. Наземная озонометрическая сеть дает в основном данные об общем содержании озона (в северном полушарии около 100 станций), но лишь на немногих станциях измеряют вертикальный профиль озона, причем с недостаточным разрешением по высоте.

Ошибки измерения, несущественные для непосредственно измеряемых величин, становятся недопустимыми при расчете производных характеристик, таких, как вихревые потоки импульса, тепла и примеси, вектор Элиассена—Палма, его дивергенция и стоксова циркуляция.

Этот дефицит в объеме данных и точности измерений может восполняться разными путями, и положение здесь далеко не безнадежно. Существуют надежно установленные регрессионные связи между общим содержанием озона и его концентрацией на высотах до 20—25 км [2]. На высотах менее 20 км, где спутниковых данных о концентрации озона нет, но имеются данные об общем содержании озона, эти связи можно использовать для восстановления профиля концентрации озона.

Для оценки вклада в перенос вихревых процессов, пространственно не разрешаемых измерительными сетями, можно изучить статистику распределения характеристик переноса по масштабам с целью экстраполяции в область малых масштабов. Эта статистика в настоящее время изучена плохо, но имеются технические средства, позволяющие организовать специальные эксперименты по изучению этой статистики. Однако главным средством восполнения отсутствующих данных или повышения точности, а также увеличения пространственного и временно́го покрытия является использование уравнений гидродинамики.

Прежде чем перейти к описанию этих приемов, рассмотрим общий подход к измерению потоков. Представим себе цепочку станций вдоль круга широты, на которых проводятся измерения величин u, v, w, T, c_α. Разложим эти величины в ряд Фурье по долготе:

$$\psi = \bar{\psi} + \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n \cos(n\lambda + \varphi_n^\psi). \qquad (13.5.1)$$

Тогда, например, меридиональный и вертикальный потоки озона могут быть описаны выражениями

$$\overline{c_\alpha v} = \overline{c}_\alpha \overline{v}_\alpha + \sum_n \sum_k c_{\alpha k} v_n \overline{\cos(k\lambda + \varphi_k^c)\cos(n\lambda + \varphi_n^v)},$$

$$\overline{c_\alpha w} = \overline{c}_\alpha \overline{w} + \sum_n \sum_k c_{\alpha k} w_n \overline{\cos(k\lambda + \varphi_k^c)\cos(n\lambda + \varphi_n^w)}. \quad (13.5.2)$$

Двойные суммы при зональном усреднении дадут только диагональные ненулевые члены:

$$\overline{c_\alpha v} = \overline{c}_\alpha \overline{v} + \frac{1}{2}\sum_k c_k v_k \cos(\varphi_k^c - \varphi_k^v),$$

$$\overline{c_\alpha w} = \overline{c}_\alpha \overline{w} + \frac{1}{2}\sum_k c_k w_k \cos(\varphi_k^c - \varphi_k^w). \quad (13.5.3)$$

Аналогичные выражения можно получить и для других потоков, в частности для

$$\chi = \frac{\overline{v'T'}}{S}; \quad S = \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p}.$$

Имея данные о χ на разных кругах широты и на разных высотах, можно найти w_{st} и v_{st} в соответствии с формулами (13.3.6б). Из выражения (13.5.3) видно, что при $\varphi_k^c - \varphi_k^v = \pi/2$ и $\varphi_k^c - \varphi_k^w = \pi/2$ вихревые потоки примеси обращаются в нуль. Имея данные о v и $\overline{v}_{st}$, $\overline{w}$ и $\overline{w}_{st}$, можно рассчитать $\overline{v}^*$ и $\overline{w}^*$ как их разности. Соотношением (13.5.3) удобно придать следующую форму:

$$\overline{c_\alpha v} = \overline{c}_\alpha \overline{v}^* + \left\{\frac{1}{2}\sum_k c_k v_k \cos(\varphi_k^c - \varphi_k^v) + \overline{c}_\alpha \overline{v}_{st}\right\},$$

$$\overline{c_\alpha w} = \overline{c}_\alpha \overline{w}^* + \left\{\frac{1}{2}\sum_k c_k w_k \cos(\varphi_k^c - \varphi_k^w) + \overline{c}_\alpha \overline{w}_{st}\right\}. \quad (13.5.4)$$

В формулах (13.5.4) первые члены в правой части описывают перенос примеси, связанный с ячейкой остаточной циркуляции, а члены в фигурных скобках — роль волн в таком переносе. При этом первый член в фигурных скобках представляет собой сумму вихревого переноса волнами с разными долготными волновыми числами. Таким образом, может быть оценена роль каждой волны в переносе.

В настоящее время в мировых центрах данных имеются два типа банков ежедневных данных. В банках первого типа содержатся данные о температуре и геопотенциальных высотах стандартных уровней в узлах регулярной географической сетки. Существуют банки, содержащие данные аэрологического и термического зондирования со спутников. В банках второго типа содержатся данные ежедневного радиозондирования на станциях (примерно 600 станций по северному полушарию и 150 станций по южному). Это данные о температуре, геопотенциальной высоте и скорости ветра при более плотном распределении уровней, чем в банке первого типа. Уже имеется некоторый опыт с банками первого типа для расчета динамических характеристик переноса. Существуют различные подходы к использованию уравнений гидродинамики для расчета. Например, используется упрощенная система уравнений

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \overline{w}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - l\overline{v} = -\overline{Y}_x,$$

$$\frac{\partial \overline{\Phi}_z}{\partial t} + N^2 \bar{w} = \frac{R\overline{Q}_\gamma}{\bar{\mu} c_p \overline{H}}. \quad (13.5.5)$$

Рассчитывают геострофический ветер в узлах регулярной сетки с использованием геопотенциальной высоты. По этим данным и данным о температуре ($\Phi_z = g(T/T_0)$ — уравнение статики) рассчитывается w из второго уравнения (13.5.5). По исходным данным в геострофическом приближении рассчитываются вихревые величины u', w', а также T'. По значениям $\overline{u'v'}$ рассчитывается

$$\overline{Y}_x \cong \frac{1}{\cos^2\vartheta a}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\overline{u'v'}\cos^2\vartheta.$$

Тогда из первого уравнения (13.5.5) можно найти $\overline{v}$. Данные о T' и в геострофическом приближении v' позволяют рассчитать $\chi = \overline{v'\Phi_z'}/N^2$. Это позволяет рассчитать v_{st} и w_{st}. Естественно, подобный расчет предполагает, что источник нагрева Q_γ задан в модели, а диссипативные силы $\overline{F}_x$ и источник $\overline{Q}_\gamma$ пренебрежимо малы.

Указанные предположения являются слабым местом метода. Существует модификация этого метода. После того как $\overline{w}$ рассчитано, определяется функция тока χ:

$$\chi = \frac{1}{\cos\theta}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\theta} w\cos\theta\, d\theta.$$

Тогда $\overline{v}$ найдем из условия

$$v = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\chi = \frac{1}{\rho_0\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial z}\rho_0\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\vartheta} w\cos\vartheta\, d\vartheta.$$

Таким образом, для расчета использовано уравнение неразрывности. В качестве примера применения указанных методов сошлемся на [24, 37, 40]. Существует определенное предубеждение против использования уравнения неразрывности для определения вертикальной скорости. Однако можно надеяться, что при использовании данных всех аэрологических станций северного полушария по фактическим данным о ветре (второй тип банка данных) можно уверенно найти $\overline{v}$. Для получения $\overline{v}$ можно использовать метод представления поля ветра с помощью системы базисных функций, описанного в предыдущей главе. Если эта задача решена, то w находится из зонально усредненного уравнения неразрывности:

$$\bar{w} = \frac{1}{\rho_0}\int_z^\infty \rho_0 \frac{1}{a\cos\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta} v\cos\vartheta\, dz. \quad (13.5.6)$$

Вихревые потоки импульса и тепла в этом случае находятся по фактическим данным. Использование геострофических соотношений, как при обработке данных банков первого типа, согласно [36], может приводить к существенному завышению вихревых потоков, которое может несколько уменьшиться, если применить соленоидальное приближение, описанное в п. 13.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов П. Н. Численные методы прогноза погоды. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975, 392 с.
2. Божков Р. Д. Вычисление вертикального распределения озона в атмосфере по данным о его общем содержании. — Метеорология и гидрология, 1969, № 1, с. 100—108.
3. Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987, 413 с.
4. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. — М.: Наука, 1974, 254 с.
5. Дикий Л. А. Теория колебаний земной атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1969, 195 с.
6. Гиршфельдер Дж., Картис Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 929 с.
7. Глушаков М. Л., Дулькин В. Н., Ивановский А. И. Модель суточных вариаций параметров термосферы. 1. Исходные предпосылки и метод решения. — Геомагнетизм и аэрономия, 1979, XIX, № 4, с. 663—670.
8. Докучаев В. П. О влиянии магнитного поля Земли на ветры в ионосфере. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1959, № 5.
9. Жадин Е. А. Влияние диссипации планетарных волн на процессы переноса в средней атмосфере. — Геомагнетизм и аэрономия, 1986, XXVI, № 6, с. 932—935.
10. Ивановский А. И., Репнев А. И., Швидковский Е. А. Кинетическая теория верхней атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1967, 258 с.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986, 733 с.
12. Маров М. Я., Колесниченко А. В. Введение в планетарную аэрономию. — М.: Наука, 1987, 456 с.
13. Марчук Г. И. Численные методы в прогнозе погоды.— Л.: Гидрометеоиздат, 1967, 355 с.

14. Холтон Дж. Р. Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979, 224 с.
15. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. — М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 510 с.
16. Чепмен С., Линдзен Р. Атмосферные приливы. — М.: Мир, 1972, 295 с
17. Balsly B. B., Ecklund W. L., Frittz D. C. VHF echoes from the arctic mesosphere and lower thermosphere. Part I: observations. Part II: interpretations. Dyn. of Middle Atmos. Proc. US — Japan seminar. Honolulu, Havaii, 1982. — Terr. Sci. Pub. Comp., D. Reidel Pub. Comp., 1984, p. 77—115.
18. Boyd J. P. The noninteraction of the waves with zonally averaged flow on a spherical Earth and interrelationship of eddy fluxes of energy, heat and momentum. — J. Atm. Sci., 1976, v. 33, p. 2285—2291.
19. Coordinated study of the behavior of the middle atmosphere in winter (PMP-1). — Handbook for MAP, 1984, v. 12. 154 p.
20. Cunnold D. M., Alyea F., Phillips N., Prinn R. G. A three-dimensional dynamical-chemical model of atmospheric ozone.— J. Atm. Sci., 1975, v. 32.
21. Dunkerton T. J. Stochastic parametrisation of gravity wave stresses.— J. Atm. Sci., 1982, v. 39, p. 1711—1725.
22. Eliassen A. The quasi-static equation of motions with pressure as independent variable.— Geoph. Publ. 1949, v. 17, N 3, 44 p.
23. Garcia R. R., Solomon S. A numerical model of the zonally averaged dynamical and chemical structure of the middle atmosphere. — J. Geoph. Res., 1983, v. 88.
24. Hartmann D. L. The dynamical climatology of the stratosphere in the southern hemisphere during late winter 1973. — J. Atm. Sci., 1976, v. 33, N 9, p. 1789—1802.
25. Holton J. The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of mesosphere. — J. Atm. Sci, 1982, v. 39, N 4, p. 791—799.
26. Holton J., Zhu-xun R. A. further stury of gravity wave induced drag and diffusion in the mesosphere. — J. Atm. Sci., 1988, v. 41, N 18, p. 2653—2662.
27. Hirota I. Climatology of gravity waves in the middle atmosphere. — J. Atm. Terr. Phys. 1984, v. 46, N 9, p. 767—773.
28 Juckes M. V. McIntyre M. E. A high-resolution one layer model of breaking planetary waves in the stratosphere. — Nature, 1987, N 6131, p. 590—596.
29. Kida H. A numerical experiment on the general circulation of the middle atmosphere with a three dimentional model explicity representing internal gravity waves and their breaking. — Pure and Appl. Geoph., 1984—1985, v. 122, N 5, p. 731—746.
30. Keating G. M., Young D. F. Interim reference ozone models for the middle atmosphere. — Handbook for MAP, 1985, v. 16, p. 205—229.
31. Linzen R. S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. — J. Geoph. Res., 1981, v. 86, p. 9707—9714.
32. Mahlman J. D., Andrews D. G., Ductsch H. V. e. a. Transport of trace constituents in the stratosphere.— Handbook for MAP, 1981, v. 3, p. 14—43.
33. Matsuno T. A. Quasi-one-dimentional model of the middle atmosphere circulation interacting with internal gravity waves.— J. Met. Soc. Japan, 1982, v. 60, p. 215—226.
34. McIntyre M. E., Palmer T. N. A note on the general concept of wave breaking for Rossby and gravity waves.— Pure and Appl. Geophys. 1985, v. 123, N 6, p. 964—975.
35. Pyle J. A., Rogers C. F. Stratospheric transport by stationary planetary waves — the importance of chemical processes.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1980, v. 106, p. 421—446.
36. Randel W. J. The evaluation of winds from geopotential height data in the stratosphere.— J. Atm. Sci., 1987, v. 44, N 20, p. 3097—3120.
37. Rosenfield J. E., Schoeberl M. R., Geller M. A. Computation of stratospheric adiabatic circulation using an accurate radiative transfer model.— J. Atm. Sci., 1987, v. 44, N 5, p. 859—876.
38. Schmitz G. Zum transport chemisch aktiver Bestandteile durch transient planetare Wellen in Stratosphäre und Mesosphäre.— Z. f. Meteorologie 1981, Band 31, Heft 5.
39. Smith S. A., Fritts D. C., Van Zandt T. E. Evidence of saturated gravity wave spectrum through out the atmosphere.— Handbook for MAP, 1985, v. 20, p. 244—248.
40. Solomon S., Kuhl J. T., Garcia R. R., Grose W. Tracer transport by the diabatic circulation deduced from satellite observations.— J. Atm. Sci., 1984, v. 13, N 15, p. 1603—1617.
41. Weinstock J. Nonlinear theory of gravity waves momentum deposition, generalized Rayleigh fraction and diffusion.— J. Atm. Sci., 1982, v. 32, N 8, p. 1698—1710.

Глава 14. РАДИАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ

14.1. ВВЕДЕНИЕ

Радиационные процессы в средней атмосфере играют важную роль в формировании ее газового и аэрозольного состава, а также динамики. Основу для понимания радиационных и фотохимических процессов в средней атмосфере составляет теория переноса излучения в атмосфере. Солнечное излучение в определенных диапазонах длин волн может ионизировать и диссоциировать молекулы, образуя реакционноспособные ионы и радикалы. Поскольку для диссоциации и ионизации атмосферных газов необходимы относительно энергичные фотоны, на фотохимические процессы идет менее 1 % полной энергии солнечного излучения с длинами волн рентгеновского и ультрафиолетового диапазонов, а для некоторых молекул — видимого диапазона.

Спектр электромагнитного излучения можно условно разбить на диапазоны, как это показано в табл. 14.1.1, в которой для сравнения указаны и некоторые другие диапазоны, не играющие существенной роли в средней атмосфере.

Таблица 14.1.1

Диапазоны спектра электромагнитного излучения

Диапазон	Характерная длина волны или интервал длин волн, см	Характерная частота, Гц
Гамма-излучение	10^{-9}	$3\cdot10^{19}$
Рентгеновское излучение	10^{-6}	$3\cdot10^{16}$
Ультрафиолетовая радиация	$3\cdot10^{-5}$	10^{15}
Видимый диапазон; цвета (по мере роста длины волны): фиолетовый, пурпурный, синий, зеленый, желтый, оранжевый, красный	$(4\div6)\cdot10^{-5}$	$(5\div7{,}5)\cdot10^{14}$
Инфракрасное излучение		
ближнего диапазона	10^{-4}	$3\cdot10^{11}$
дальнего диапазона	10^{-1}	
Микроволновое излучение	1	$3\cdot10^{10}$
Космическое излучение	10^{2}	$3\cdot10^{8}$
Телевизионный диапазон, диапазон частотной модуляции	10^{3}	$3\cdot10^{7}$
Коротковолновое излучение	10^{4}	$3\cdot10^{6}$
Радиоволновой диапазон, диапазон амплитудной модуляции	10^{5}	$3\cdot10^{5}$

Нагревание средней атмосферы солнечной радиацией происходит в результате поглощения в страто- и мезосфере в основном озоном, и в верхней мезосфере и нижней термосфере — молекулярным кислородом: энергия возбуждения быстро переходит в тепловую в результате рекомбинации атомов кислорода, образующихся при фотодиссоциации O_2 и O_3. Нагревание средней атмосферы ультрафиолетовой радиацией компенсируется лучистым выхолаживанием за счет ИК-излучения CO_2 (полоса 15 мкм), в меньшей степени — O_3 (полоса 9,6 мкм) и H_2O (вращательная полоса). На термическую структуру средней атмосферы могут влиять и такие процессы, как диссипация атмосферных волновых движений в мезо- и термосфере.

При рассмотрении радиационных процессов в средней атмосфере естественно выделяются два больших спектральных диапазона по типу источника излучения: диапазон солнечной радиации с длиной волны короче 4 мкм и теплового излучения Земли (суши, океана, атмосферы) с длиной волны свыше 4 мкм.

На рис. 14.1.1 приведены качественные спектры внеатмосферной солнечной радиации, а также солнечной радиации на уровне моря. Коротковолновая часть внеатмосферного спектра показана на рис. 14.1.2 (о тепловом излучении см. п. 14.3.2).

Солнечное излучение с длиной волны короче 100 нм почти полностью поглощается на высоте более 100 км молекулярным и атомарным кислородом и молекулярным азо-

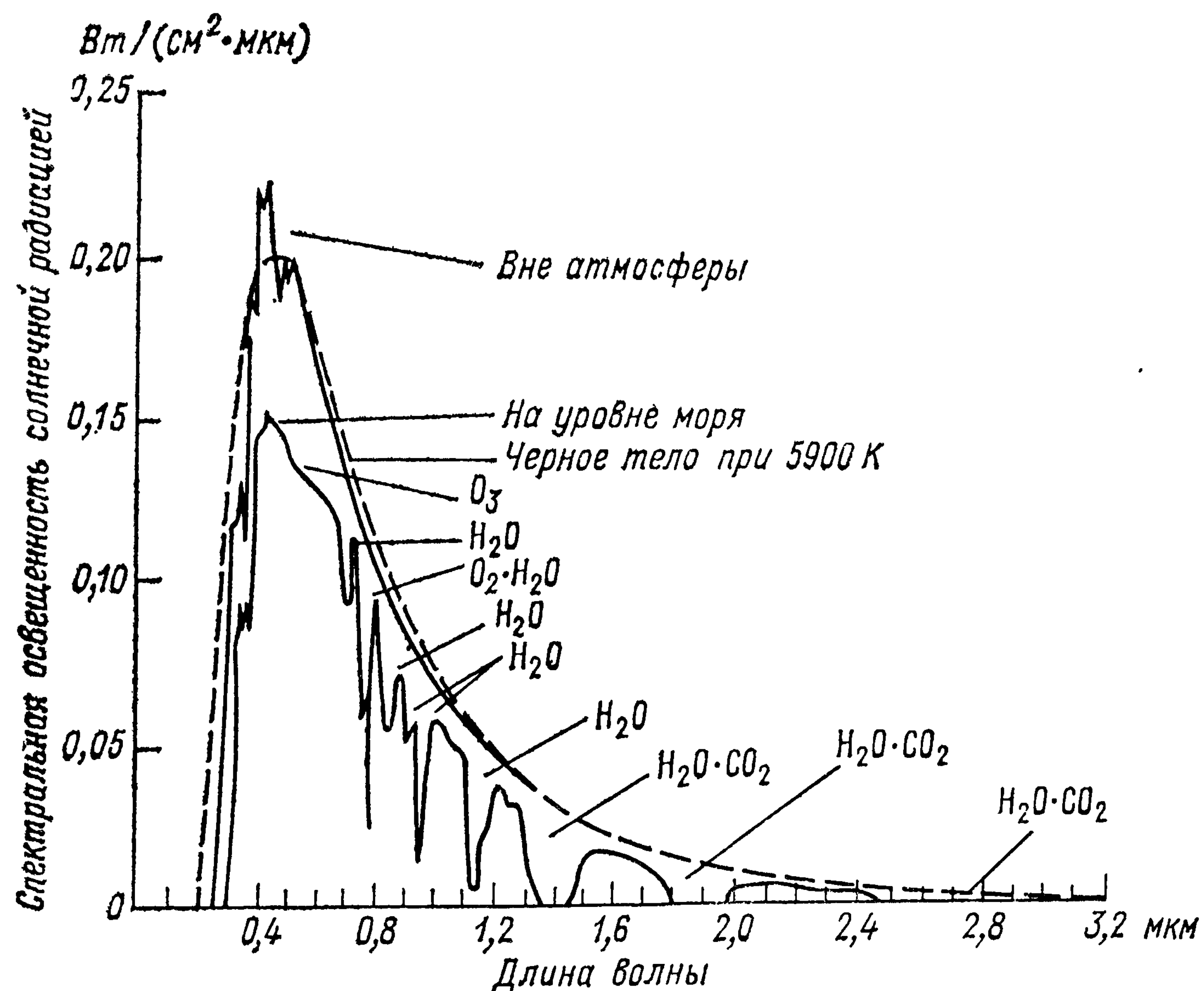


Рис. 14.1.1. Спектральная плотность энергетической освещенности (СПЭО) прямой солнечной радиацией до и после ее прохождения через атмосферу. Из [19].

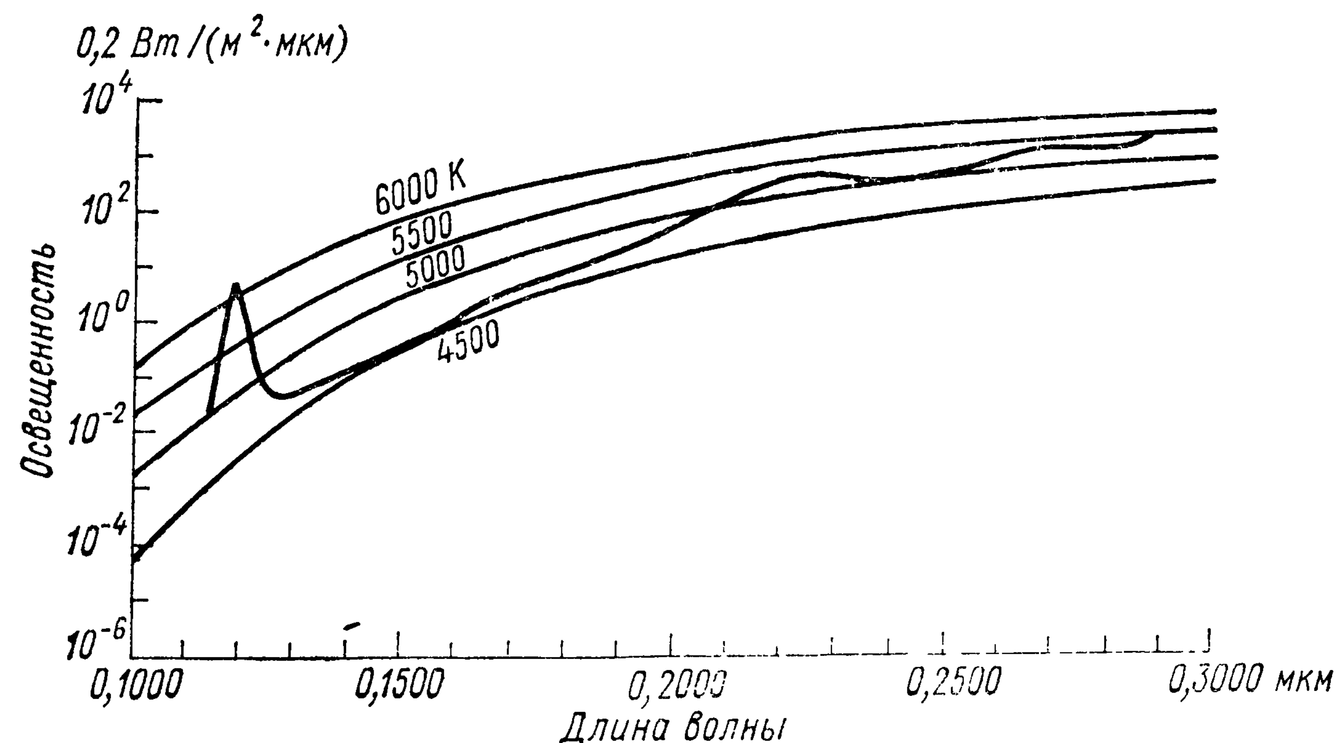


Рис. 14.1.2. Внеатмосферная СПЭО солнечной радиацией в УФ диапазоне. Для сравнения приведены кривые СПЭО излучением АЧТ при различных температурах. Из [62].

том. Однако в среднюю атмосферу проникает рентгеновское излучение с длиной волны короче 1 нм, интенсивность которого может изменяться на несколько порядков в зависимости от активности Солнца. Рентгеновское излучение может приводить к ионизации или в конечном счете к диссоциации таких основных составляющих атмосферы, как N_2 и O_2, и вызывать спорадические возмущения ионосферы.

Солнечная радиация ультрафиолетового диапазона с длиной волны свыше 100 нм может фотодиссоциировать молекулы атмосферных газов. Линия атомарного водорода в спектре солнечного излучения (Лайман-альфа или L_α) с длиной волны 121,6 нм является весьма интенсивной (см. рис. 14.1.2) и, кроме того, приходится на микроокно прозрачности атмосферы, в котором поглощение излучения является относительно слабым. Поэтому излучение L_α может проникать в верхнюю часть средней атмосферы и эффективно диссоциировать водяной пар, диоксид углерода и метан,

а также фотоионизировать оксид азота, являясь, таким образом, основным источником ионизации D-области ионосферы. Далее, в солнечном спектре естественно выделить области, в которых основными поглощающими компонентами являются O_2 и O_3 (табл. 14.1.2).

Таблица 14.1.2

Характеристика спектральных диапазонов поглощения O_2 и O_3 [4]

Длина волны, нм	Характеристика поглощения
121,6	Солнечное излучение L_α. Поглощается в мезосфере
100—175	Континуум Шумана—Рунге O_2. Поглощается в термосфере
175—200	Полосы Шумана—Рунге O_2. Поглощается в мезосфере и верхней стратосфере. Поглощение O_3 становится относительно существенным в стратосфере
200—242	Континуум Герцберга O_2. Поглощение O_2 существенно в стратосфере и менее существенно в мезосфере. Важным также является поглощение в полосе Хартли O_3
242—310	Полоса Хартли O_3. Поглощение в стратосфере приводит к образованию возбужденного атомарного кислорода $O(^1D)$
310—400	Полосы Хеггинса O_3. Поглощение в стратосфере (и тропосфере) приводит к образованию атомарного кислорода в основном состоянии $O(^3P)$
400—850	Полосы Шапюи O_3. Поглощение приводит к фотодиссоциации в тропосфере (выше можно пренебречь по сравнению с другими каналами фотодиссоциации)

Солнечная радиация с длиной волны свыше приблизительно 290 нм может проникать к поверхности Земли, и, следовательно, в этом диапазоне существенными могут быть рассеяние в тропосфере, отражение облаками и подстилающей поверхностью.

В последнее время заметно возрос интерес к солнечной ультрафиолетовой радиации диапазона 280—320 нм в связи с ее возможным медико-биологическим действием. Как отмечалось выше, формирование поля УФ-радиации связано с озоновым слоем, основная часть которого сосредоточена в стратосфере.

14.2. ОСНОВНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

В фотометрии одной из основных вспомогательных величин является телесный угол, определяемый как отношение площади некоторого элемента сферической поверхности, на который «опирается» телесный угол, к квадрату радиуса сферической поверхности. В сферической системе координат (см. рис. 14.2.1) дифференциальный телесный угол выражается как

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \sin\theta\, d\theta\, d\Phi;$$

полный сферический телесный угол равен 4π; полусферный телесный угол равен 2π. Спектральная плотность энергетической яркости (СПЭЯ) определяется как

$$I_\lambda = \frac{dE_\lambda}{\cos\theta\, d\Omega\, d\lambda\, dt\, dS}, \qquad (14.2,1)$$

где I_λ — СПЭЯ; dE_λ — дифференциальное количество энергии излучения в спектральном интервале $(\lambda, \lambda + d\lambda)$, падающей на элементарную площадку dS за промежуток времени dT в пределах дифференциального телесного угла $d\Omega$, ориентированного под углом θ к площадке.

Спектральная плотность энергетической освещенности (СПЭО) — поток энергии излучения через единичную площадку по всем направлениям в пределах полусферы

$$F_\lambda = \int_{2\pi} I_\lambda \cos\Theta\, d\Omega, \qquad (14.2.2)$$

где Θ — угол между нормалью к площадке и направлением распространения (падения) излучения.

В атмосфере разделяют СПЭО горизонтальной площадки, которые обусловлены восходящей и нисходящей радиацией, и в сферической системе координат с осью z, направленной вертикально вверх, выражаются как

$$F_\lambda^{\uparrow} = \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin\theta I_\lambda(\theta, \Phi)\cos\theta \qquad (14.2.3а)$$

и

$$F_\lambda^{\downarrow} = \int_0^{2\pi} d\Phi \int_{-\pi/2}^{0} d\theta\, |\sin\theta|\, I_\lambda(\theta, \Phi)\cos\theta \qquad (14.2.3б)$$

соответственно.

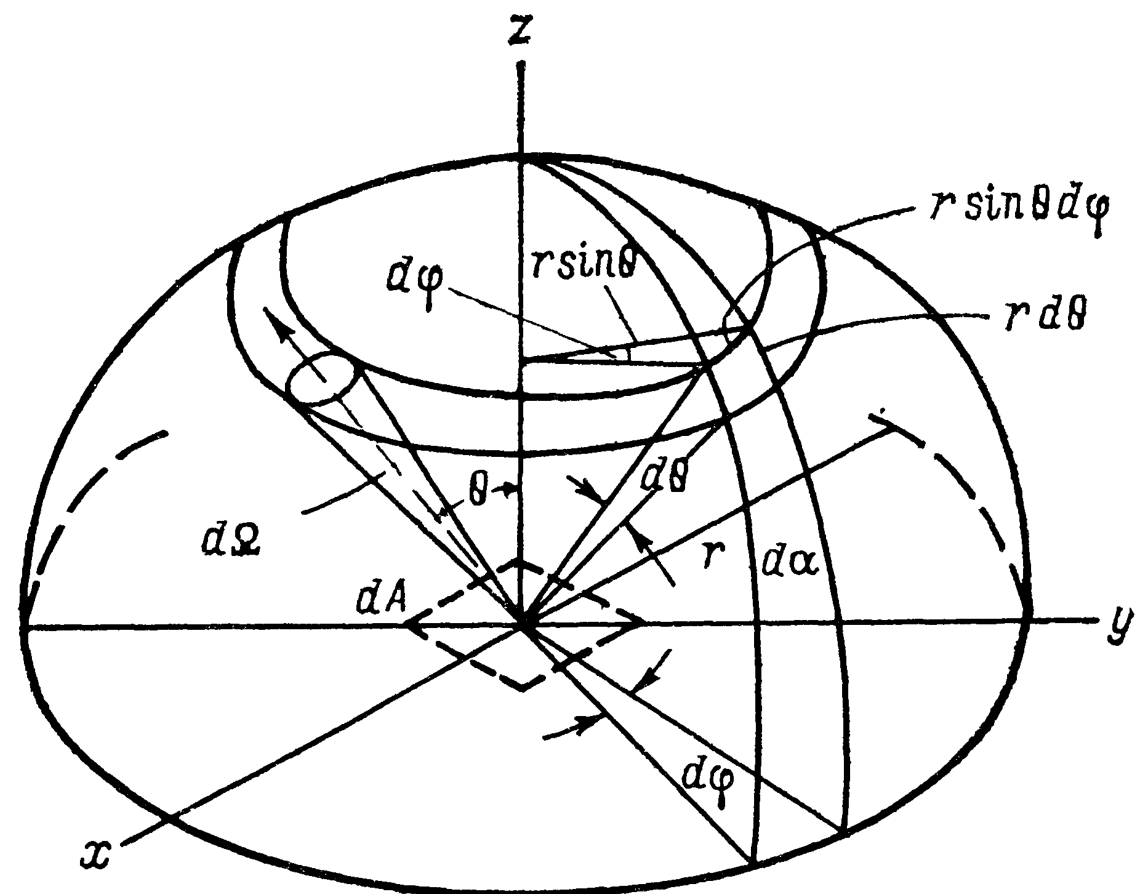


Рис. 14.2.1. Геометрическое представление дифференциального телесного угла в сферической системе координат. Показан узкий пучок излучения, распространяющегося через элементарную площадку в направлениях, ограниченных телесным углом.

Для изотропной радиации $I_\lambda = \text{const}\ (\theta, \Phi)$

$$F_\lambda = \pi I_\lambda. \qquad (14.2.4)$$

В ряде задач актинометрии используются полусферные *актинические потоки* энергии излучения, которые определяются как

$$\tilde{F}_\lambda^{\uparrow} = \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin\theta I_\lambda(\theta, \Phi) \qquad (14.2.5а)$$

и

$$\tilde{F}_\lambda^{\downarrow} = \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\pi/2} d\theta\, |\sin\theta|\, I_\lambda(\theta, \Phi). \qquad (14.2.5б)$$

Актинический поток, равный сумме $\tilde{F}_\lambda^{\uparrow}$ и $\tilde{F}_\lambda^{\downarrow}$:

$$\tilde{F}_\lambda = \tilde{F}_\lambda^{\uparrow} + \tilde{F}_\lambda^{\downarrow} \qquad (14.2.6а)$$

или

$$\tilde{F}_\lambda = \int_0^{2\pi} d\Phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta\, |\sin\theta|\, I_\lambda(\theta, \Phi) \qquad (14.2.6б)$$

имеет физический смысл потока энергии излучения, падающего по всем направлениям на сферическую поверхность «бесконечно малого» радиуса. Понятие актинического потока используется, например, в п. 14.3.7 при учете влияния рассеянного излучения на скорость фотодиссоциации.

Энергетическая освещенность радиацией всех длин волн получается интегрированием СПЭО по спектру

$$F^{\downarrow\uparrow} = \int_0^{\infty} F_\lambda^{\downarrow\uparrow}\, d\lambda. \qquad (14.2.7)$$

Полный поток энергии излучения получается интегрированием энергетической освещенности на исследуемой площадке S:

$$F_S^{\downarrow\uparrow} = \int_S F^{\downarrow\uparrow}\, dS. \qquad (14.2.8)$$

Размерности и единицы измерения различных фотометрических величин приведены в табл. 14.2.1.

Таблица 14.2.1

Фотометрические величины

Символ	Величина *	Размерность **	Единица измерения, СИ
E	Энергия	ML^2T^{-2}	Дж
F_S	Поток	ML^2T^{-3}	Вт (Дж/с)
$F^{\downarrow\uparrow}$	Освещенность	MT^{-3}	Вт/м^2
I	Яркость	MT^{-3}	Вт/(м^2·ср)

* Спектральные плотности соответствующих единиц относятся к соответствующим единичным спектральным интервалам, например размерность I_λ может быть Вт/(м^2·ср·нм), если СПЭЯ относится к спектральному интервалу шириной 1 нм.

** M — единица массы, L — единица волны, T — единица времени.

14.3. ФИЗИКА РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

К основным «элементарным» радиационным процессам относятся: излучение (испускание), поглощение и рассеяние излучения. Кроме того, в атмосфере имеет место рефракция, а также отражение излучения от облаков и подстилающей поверхности. Все эти процессы зависят от вещества (химического состава и состояния), а также длины волны и состояния поляризации излучения.

Излучение и поглощение радиации в атмосфере связано с переходами между квантовыми состояниями в молекулах и атомах. Спектры поглощения молекул в коротковолновой области спектра могут иметь линейчато-полосовую структуру, связанную с электронно-колебательно-вращательными переходами (см. [4, 5]), как, например, полоса Шумана—Рунге молекулярного кислорода (см. п. 14.5.2), а также могут быть непрерывными (в том случае, когда в конечном состоянии молекула распадается — диссоциирует). Поглощение и излучение в ИК-диапазоне обусловлено колебательно-вращательными переходами молекул (см. [4, 12]).

Рассеяние электромагнитного излучения происходит на молекулах (рэлеевское рассеяние) и аэрозольных частицах различного состава, размера и формы. Если аэрозольные частицы можно в некоторой степени рассматривать как сферические, то в этом случае можно воспользоваться строгой теорией Ми — теорией рассеяния на сферических частицах (рассеяние Ми) (например, [2, 8]).

14.3.1. Уширение спектральных линий

Индивидуальные линии *, соответствующие определенным квантовым переходам в молекулах или атомах, имеют конечную спектральную ширину (и форму), а именно

$$I(\nu) = S\Phi(\nu), \qquad (14.3.1)$$

где S — полная интенсивность при излучении $\left(S = \int_{-\infty}^{\infty} I(\nu)\, d\nu\right)$ или полное сечение при поглощении $\left(S = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\nu)\, d\nu\right)$ (часто употребляется термин «интенсивность линии» и для сечения поглощения, что обычно видно из контекста); $\Phi(\nu)$ — функция, описывающая спектральную форму линии, причем $\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\nu)\, d\nu = 1$. Полуширина линии γ определяется соотношением $0{,}5\ \Phi(\nu_0) = \Phi(\nu_0 + \gamma)$.

* В общем случае линии могут перекрываться в результате уширения.

Интенсивность линии для перехода между верхним уровнем (индекс 2) и нижним (индекс 1) дает выражение [13, 18]

$$S_\sigma = \frac{h\nu_0}{c}\left[B_{12}n_1(z) - B_{21}n_2(z)\right] = \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} A_{21}\left[\frac{g_2}{g_1} n_1(z) - n_2(z)\right], \qquad (14.3.2)$$

где c — скорость света; g_i, n_i — соответственно статистический вес и концентрация молекул в i-м состоянии; A_{ij} — коэффициент Эйнштейна для спонтанного испускания при переходе $i \to j$; B_{ij} — коэффициент Эйнштейна для поглощения при $E_i < E_j$ или индуцированного испускания при $E_i > E_j$, где E_i — энергия i-го состояния.

Если населенность состояний описывается распределением Больцмана (локальное термодинамическое равновесие), то

$$S_\sigma = \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2}\frac{g_2}{g_1} A_{21} n_1(z)\left[1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT(z)}}\right]. \qquad (14.3.3)$$

Наиболее важные механизмы уширения линий можно квалифицировать следующим образом.

Естественное уширение, обусловленное конечным временем жизни квантовых состояний, между которыми совершается переход.

Столкновительное уширение, обусловленное упругими и неупругими столкновениями излучающих (поглощающих) молекул.

В случае естественного и столкновительного уширения (лоренцева форма линии)

$$\Phi_L(\nu) = \frac{1}{\pi}\frac{(2\pi\tau)^{-1}}{(\nu - \nu_0)^2 + (2\pi\tau)^{-2}}, \qquad (14.3.4)$$

где τ — время жизни состояния в случае естественного уширения или обратная эффективная частота столкновений $\tau = \nu_c^{-1}$ при столкновительном уширении ($\nu_c = N\langle\sigma_c v\rangle$; N — счетная плотность частиц, с которыми происходит столкновение; $\langle\sigma_c v\rangle$ — эффективная частота столкновений в расчете на одну частицу, v — относительная скорость частиц; если соответствующее сечение столкновения лишь слабо зависит от скорости, то можно записать, что $\langle\sigma_c v\rangle = \sigma_c(8kT/\pi\mu)^{1/2}$, где μ — приведенная масса); полуширина $\gamma_L = (2\pi\tau)^{-1}$.

Если столкновение происходит между одинаковыми атомами (или молекулами), то такое уширение называют *уширением Хольцмарка,* если между неодинаковыми атомами (молекулами) — *уширением Ван-дер-Ваальса.*

Доплеровское уширение, обусловленное доплеровским сдвигом частоты, связанным с тепловым движением излучающего (поглощающего) атома (или молекулы).

В случае максвелловского распределения атомов (молекул) по скоростям с абсолютной температурой T (доплеровская форма линии)

$$\Phi_D(\nu) = \frac{1}{\beta\pi^{1/2}}\, e^{-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{\beta^2}}, \qquad (14.3.5)$$

где $\beta = \frac{\nu_0}{c}\left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$, ν_0 — частота центра линии, m — масса атома (молекулы), полуширина линии $\gamma_D = \beta\sqrt{\ln 2}$.

Комбинированная (фойгтовская) форма линии. Если форма линии в системе координат излучающей (поглощающей) частицы является лоренцевой (из-за естественного или столкновительного уширения), то с учетом теплового движения (доплеровского сдвига частоты) форма линии описывается функцией (интегралом) Фойгта [18]:

$$\Phi_V(\nu) = \frac{a\ln 2}{\gamma_D\pi\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-x^2}\, dx}{a^2 + (b - x)^2}, \qquad (14.3.6)$$

где

$$a = \frac{\gamma_L}{\gamma_D}\sqrt{\ln 2}, \quad b = \frac{\nu - \nu_0}{\gamma_D}\sqrt{\ln 2}. \qquad (14.3.7)$$

Справедливо следующее приближенное выражение [18]:

$$\Phi_V(\nu) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\gamma_V} (1-\xi) \exp(-\eta^2 \ln 2) +$$

$$+ \frac{1}{\pi\gamma_V} \xi \frac{1}{1+\eta^2} - \frac{1}{\pi\gamma_V} \xi (1-\xi) \left(\frac{1,5}{\ln 2} +\right.$$

$$\left. + 1 + \xi\right) \left[0,066 \exp(-0,4\eta^2) - \frac{1}{40 - 5,5\eta^2 + \eta^4}\right], \quad (14.3.8)$$

где

$$\gamma_V = \frac{1}{2}\left(\gamma_L + \sqrt{\gamma_L^2 + \gamma_D^2}\right) +$$

$$+ 0,05\gamma_L \left(1 - \frac{2\gamma_L}{\gamma_L + \sqrt{\gamma_L^2 + \gamma_D^2}}\right),$$

$$\xi = \frac{\gamma_L}{\gamma_D}, \quad \eta = \frac{\nu - \nu_0}{\gamma_V},$$

γ_L и γ_D — лоренцева и доплеровская полуширины соответственно, ν_0 — частота центра линии. Согласно [18], максимальная ошибка аппроксимации при любых разумных ξ не превышает 0,6 % в центре линии, 1 % при $\eta \geqslant 6$ и 3 % — при $0 < \eta < 6$.

Еще один тип спектрального искажения появляется при взаимодействии излучения с веществом (например, атмосферы), когда важным оказывается поглощение излучения молекул другими такими же молекулами, т. е. самопоглощение [1].

Более полный обзор механизмов уширения и формы линий содержится, например, в монографии [12].

14.3.2. Функция Планка. Излучение абсолютно черного тела

Если тело (твердое, жидкое, газообразное) находится в термодинамическом равновесии при абсолютной температуре T, включая равновесие с излучением, то справедлив фундаментальный закон Планка для излучения абсолютно черного тела (АЧТ), и спектральная плотность энергетической яркости (СПЭЯ) теплового излучения описывается функцией Планка

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2\left(e^{h\nu/kT} - 1\right)} \qquad (14.3.9а)$$

(для единичного частотного интервала), или

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5\left(e^{hc/kT\lambda} - 1\right)} \qquad (14.3.9б)$$

(для единичного интервала длин волн). Здесь $h = (6,626176 \pm 0,000036) \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка; $c = (2,99793 \pm 0,00001) \cdot 10^8$ м/с — скорость света; $k = 1,38062 \times 10^{-21}$ Дж/К — постоянная Больцмана.

На рис. 14.3.1 приведена зависимость СПЭЯ теплового излучения от длины волны для ряда высоких температур (около 5000 К), а на рис. 14.3.2 — умеренных (260—300 К). На рис. 14.3.2 показана одна из реализаций спектра излучения системы Земля—атмосфера по наблюдениям со спутника.

Интегральная (по всему спектру) яркость излучения АЧТ подчиняется закону *Стефана—Больцмана*

$$B(T) = \int_0^\infty B_\lambda(T)\, d\lambda = \frac{\sigma T^4}{\pi},$$

где $\sigma = 5,66961 \cdot 10^{-9}$ Дж/(м²·К⁴) — постоянная Стефана—Больцмана.

В силу изотропности теплового излучения для плотности потока лучистой энергии теплового излучения справедливо

$$F = \pi B(T) = \sigma T^4. \qquad (14.3.10)$$

Для теплового излучения справедлив также *закон смещения Вина*, который можно переформулировать в виде соотношения

$$\lambda_m = 0,2897/T,$$

где λ_m — длина волны излучения АЧТ, имеющего максимальную интенсивность, см; T — абсолютная температура АЧТ, К.

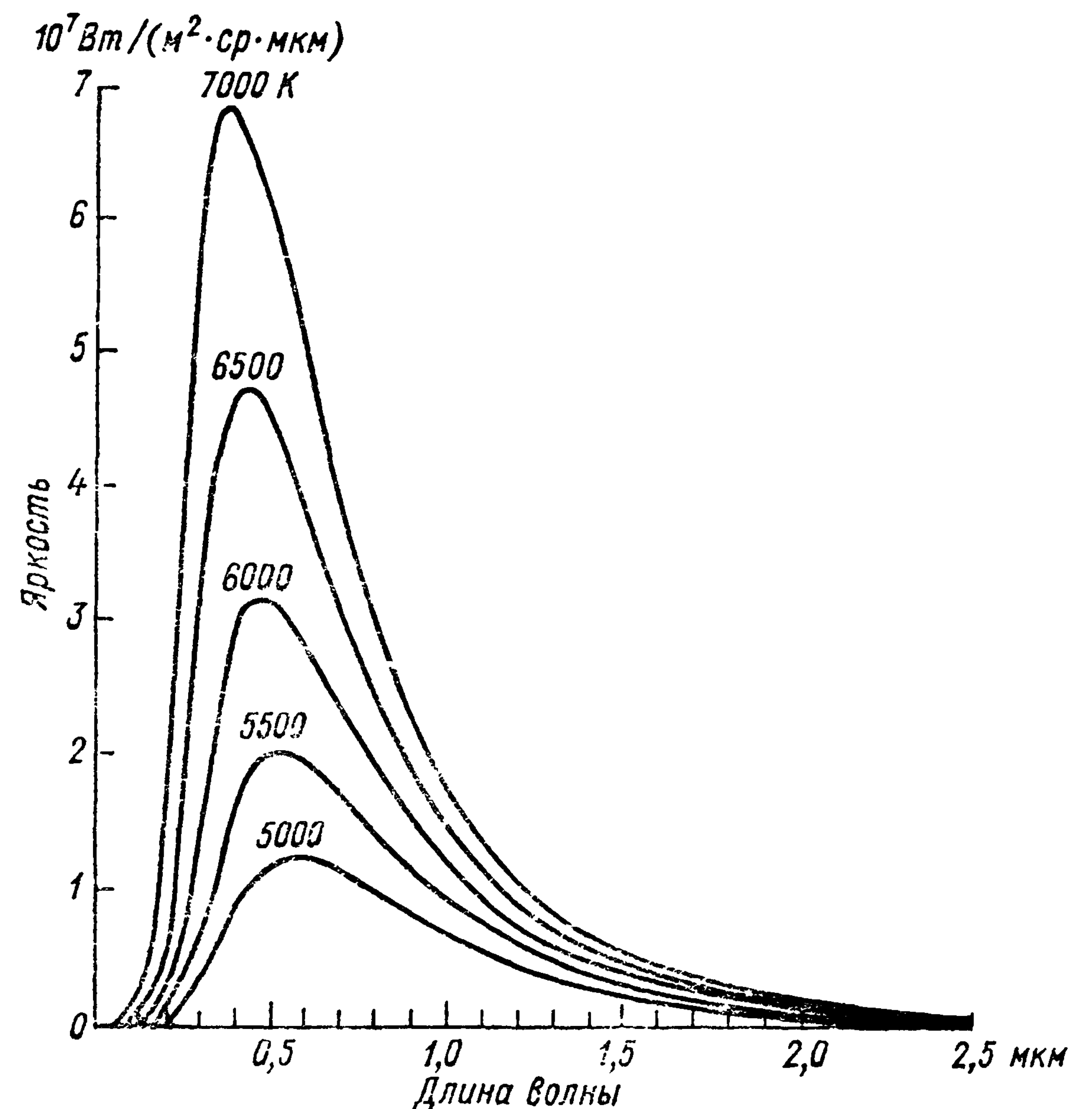


Рис. 14.3.1. Зависимость яркости излучения абсолютно черного тела $B_\lambda(T)$ от длины волны λ и абсолютной температуры T. Из [15].

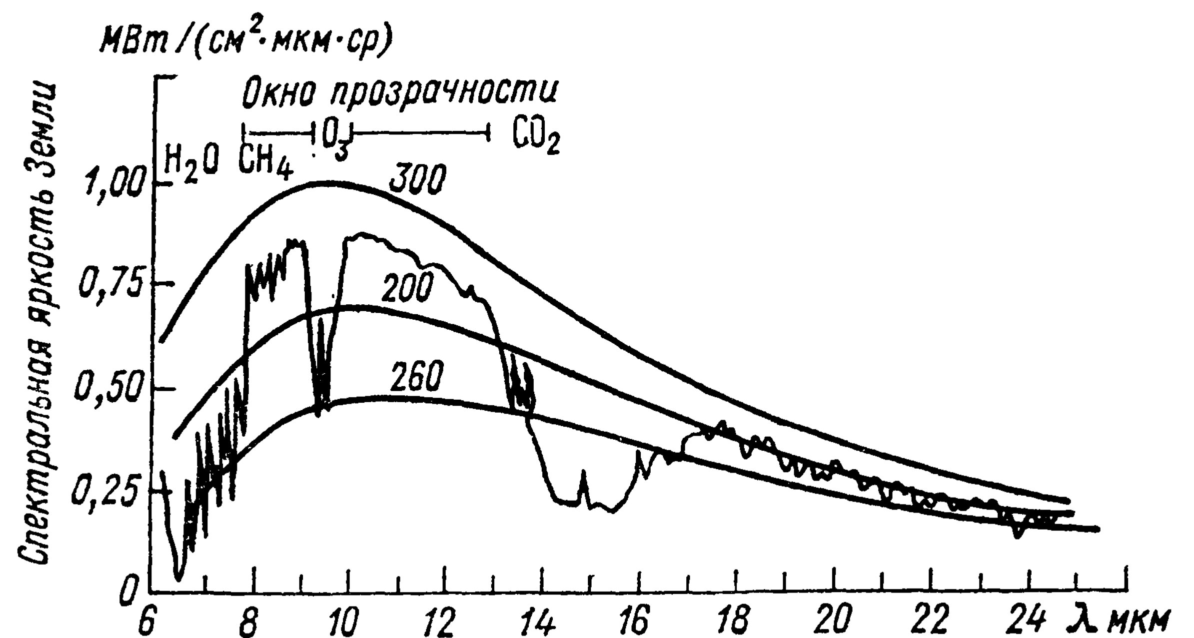


Рис. 14.3.2. Данные спутниковых измерений яркости Земли в надир в ИК диапазоне. Из [19].

Другим важным законом теплового излучения, используемым в атмосферных приложениях, является *закон Кирхгофа*: излучательная способность тела (объема среды) при термодинамическом равновесии равна его поглощательной способности (объемному коэффициенту поглощения). Излучательная способность — это отношение яркости теплового излучения тела (объема среды) к яркости АЧТ при той же температуре, описываемой функцией Планка (14.3.9).

14.3.3. Поглощение

Поглощение монохроматической радиации определяется двумя величинами: спектральным (монохроматическим) сечением поглощения σ_λ (см²) и концентрацией поглощающего компонента N (см⁻³). Если поглощающих компонентов несколько, то

$$\alpha_\lambda = \sum_i \alpha_{\lambda i} = \sum_i \sigma_{\lambda i} N_i, \qquad (14.3.11)$$

где i — номер поглощающего компонента, α_λ — коэффициент поглощения.

Мощность поглощающего объема dV излучения интенсивности $I_\nu d\nu$, распространяющегося в телесном угле $d\Omega$, связана с коэффициентом поглощения соотношением (см., например, [9])

$$dP_a = \alpha_\nu I_\nu\, d\nu\, d\Omega\, dV. \qquad (14.3.12)$$

14.3.3.1. Коротковолновая область

Солнечная радиация поглощается в атмосфере главным образом O_2, O_3, N_2, CO_2, H_2O, O и N, в меньшей степени NO, N_2O, CO и CH_4. Спектры поглощения, связанные с электронными переходами в O_2, O, N_2, N, O_3, лежат в основном в УФ-области спектра, а колебательно-вращательные переходы в трехатомных молекулах типа H_2O, O_3, CO_2 дают спектры поглощения в ИК- области. В видимой области спектра также

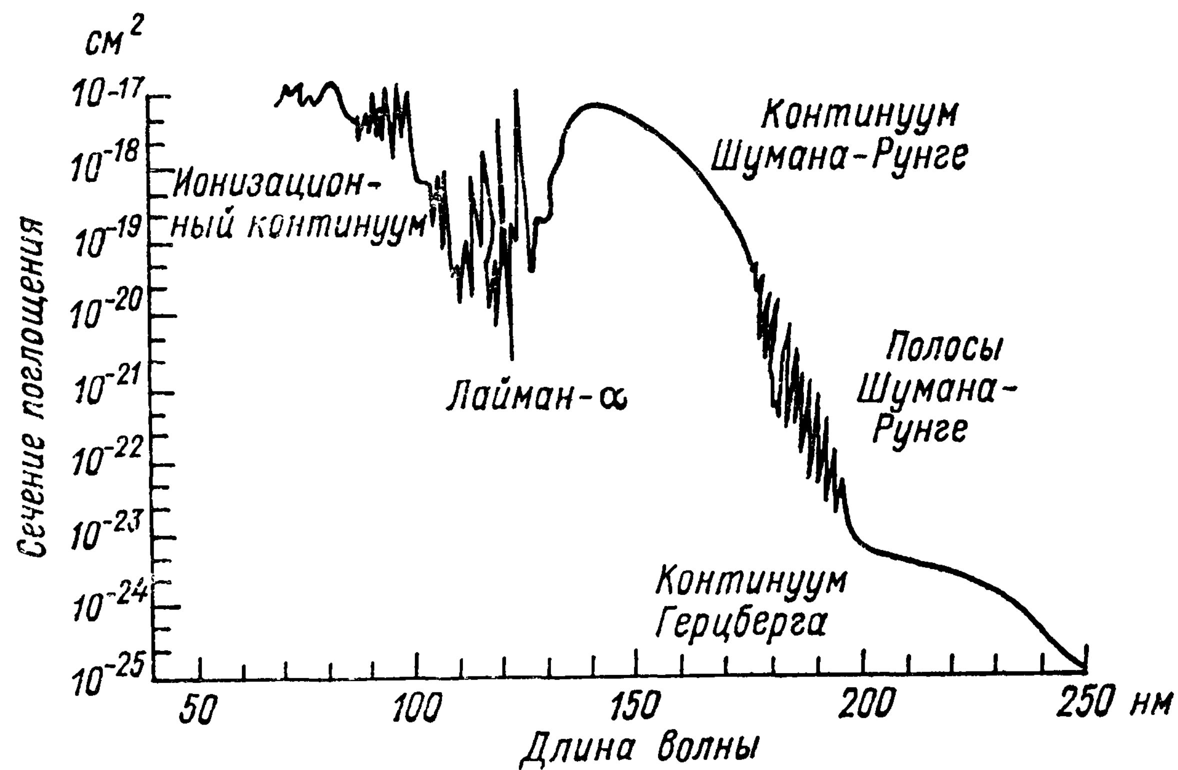


Рис. 14.3.3. Спектральный ход сечения поглощения молекулярного кислорода. Из [1].

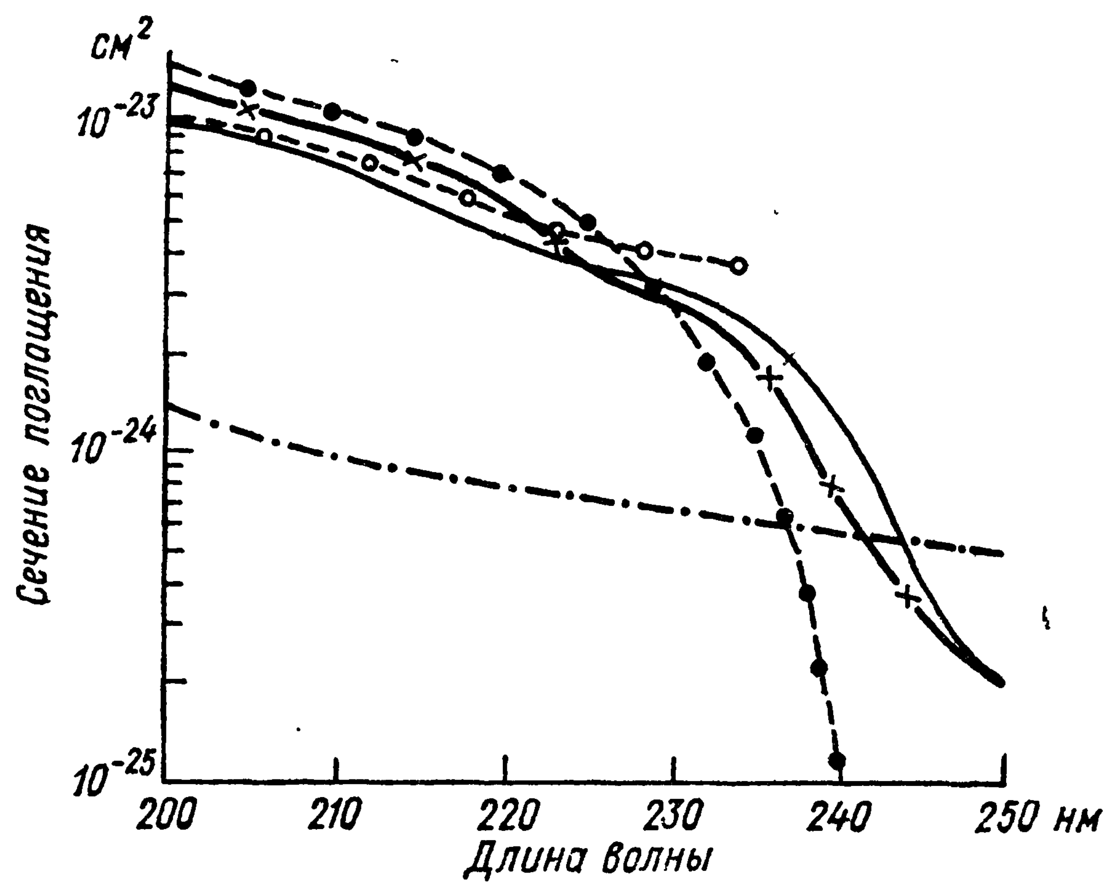


Рис. 14.3.4. Сечение поглощения молекулярного кислорода в континууме Герцберга по данным лабораторных измерений различных авторов, а также по прямым наблюдениям солнечного излучения. Из [1].

Для сравнения приведена кривая сечения молекулярного рассеяния (штрих-пунктирная кривая).

имеется слабое поглощение солнечной радиации. Большая часть спектра УФ-радиации поглощается в верхней атмосфере кислородными и азотными составляющими. Поглощение УФ-радиации молекулярным кислородом имеет место на длинах волн короче 0,260 нм (рис. 14.3.3). Полосы Герцберга O_2 (рис. 14.3.4) — 200—260 нм — не столь важны для переноса УФ-радиации, поскольку перекрываются более сильными полосами поглощения O_3 (см. ниже), однако они играют важную роль в формировании озонового слоя (см. п. 14.3.7 и главу 15). Затем идут полоса и континуум Шумана—Рунге (см. рис. 14.3.3) — 125—200 нм. Области континуумов Шумана—Рунге и Герцберга заходят в область полосы Шумана—Рунге. Имеется несколько полос между 100 и 125 нм. В этой же области лежит и очень интенсивная линия атомарного водорода в спектре излучения Солнца, которая приходится на «окно» слабого поглощения O_2 (более подробно см. табл. 14.5.3). В области длин волн короче 100 нм лежат очень сильные полосы O_2 — полосы Хопфилда.

В видимой области O_2 имеет слабые полосы поглощения *A* и *B* с центрами около 690 и 790 нм.

Спектр поглощения N_2 лежит в области длин волн короче 145 нм. Полосы Лаймана—Бирга—Хопфилда, состоящие из узких интенсивных линий, занимают область 100—145 нм; полосы Танаки—Уорли — область 80—100 нм. Последние имеют весьма сложную спектральную структуру. В области длин волн короче 80 нм лежит ионизационный континуум N_2, а в диапазоне 10—100 нм — ионизационные континуумы N и O.

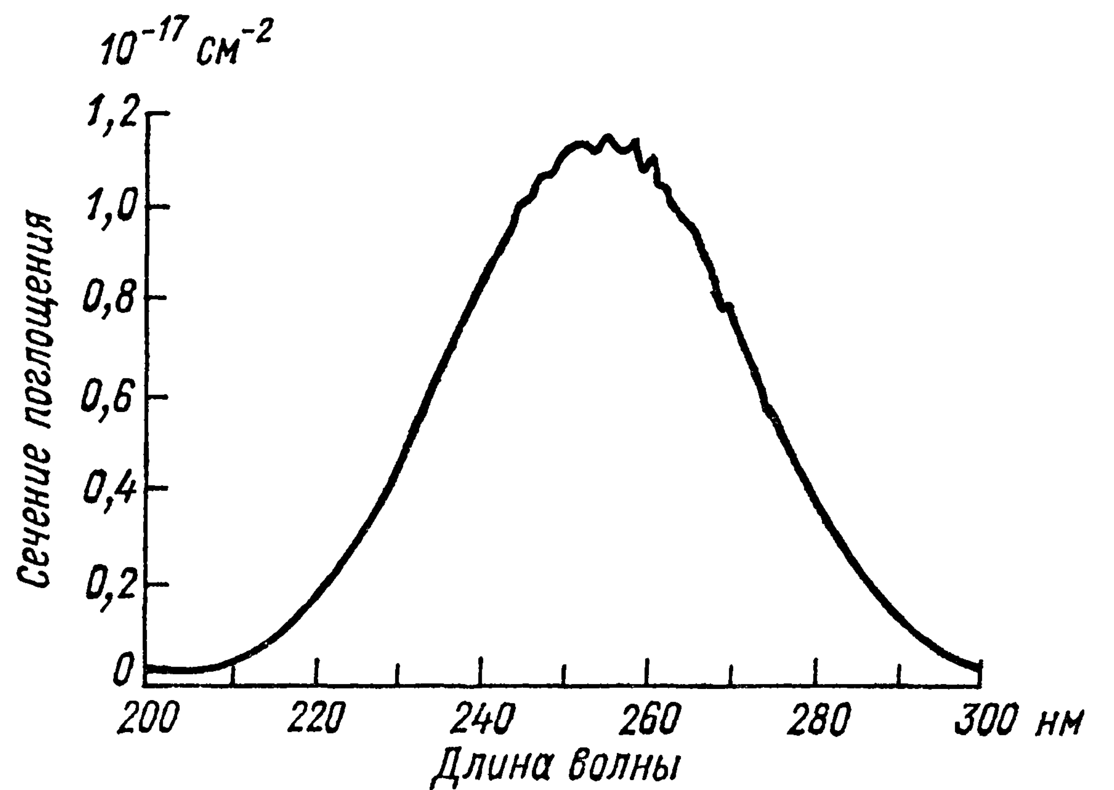


Рис. 14.3.5. Полоса Хартли: сечение поглощения O_3 в интервале 200—300 нм. Из [1].

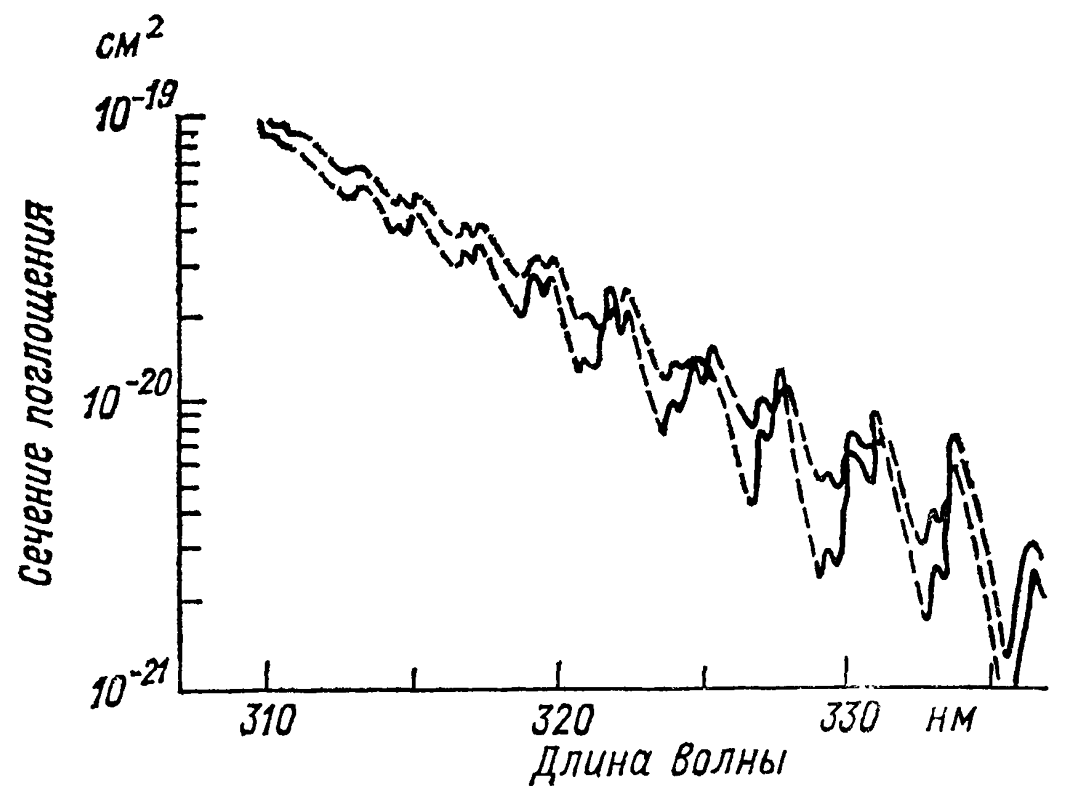


Рис. 14.3.6. Полосы Хеггинса: сечение поглощения O_3 в интервале 310—370 нм. Из [1].

Верхняя кривая — 291 K, нижняя — 198 K, прерывистая линия — интерполяция.

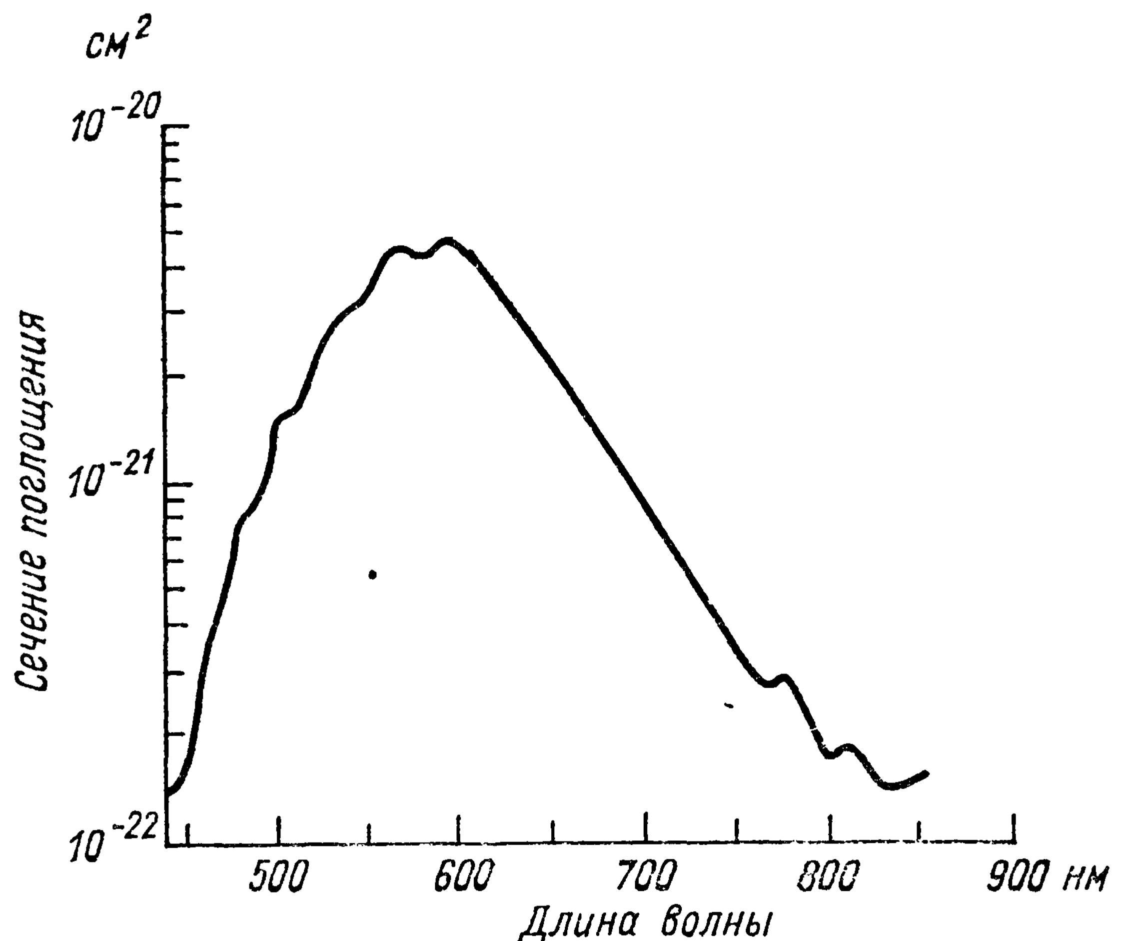


Рис. 14.3.7. Полоса Шапюи: сечение поглощения O_3 в интервале 450—850 нм. Из [1].

В области длин волн 200—300 нм — полоса Хартли (рис. 14.3.5) — и 300—370 нм — полосы Хеггинса (рис. 14.3.6) — поглощение определяется молекулами O_3. Слабые полосы поглощения O_3 (полосы Шапюи) также лежат в видимой и ближней ИК-области спектра — 440—1180 нм (рис. 14.3.7).

Сечения поглощения O_2, N_2, O, N и O_3 измерялись многими авторами — на рис. 14.3.8 приведено качественное соотношение между ними.

При больших зенитных углах Солнца заметным становится поглощение NO_2 в мягкой УФ- и видимой областях спектра [46] (рис. 14.3.9).

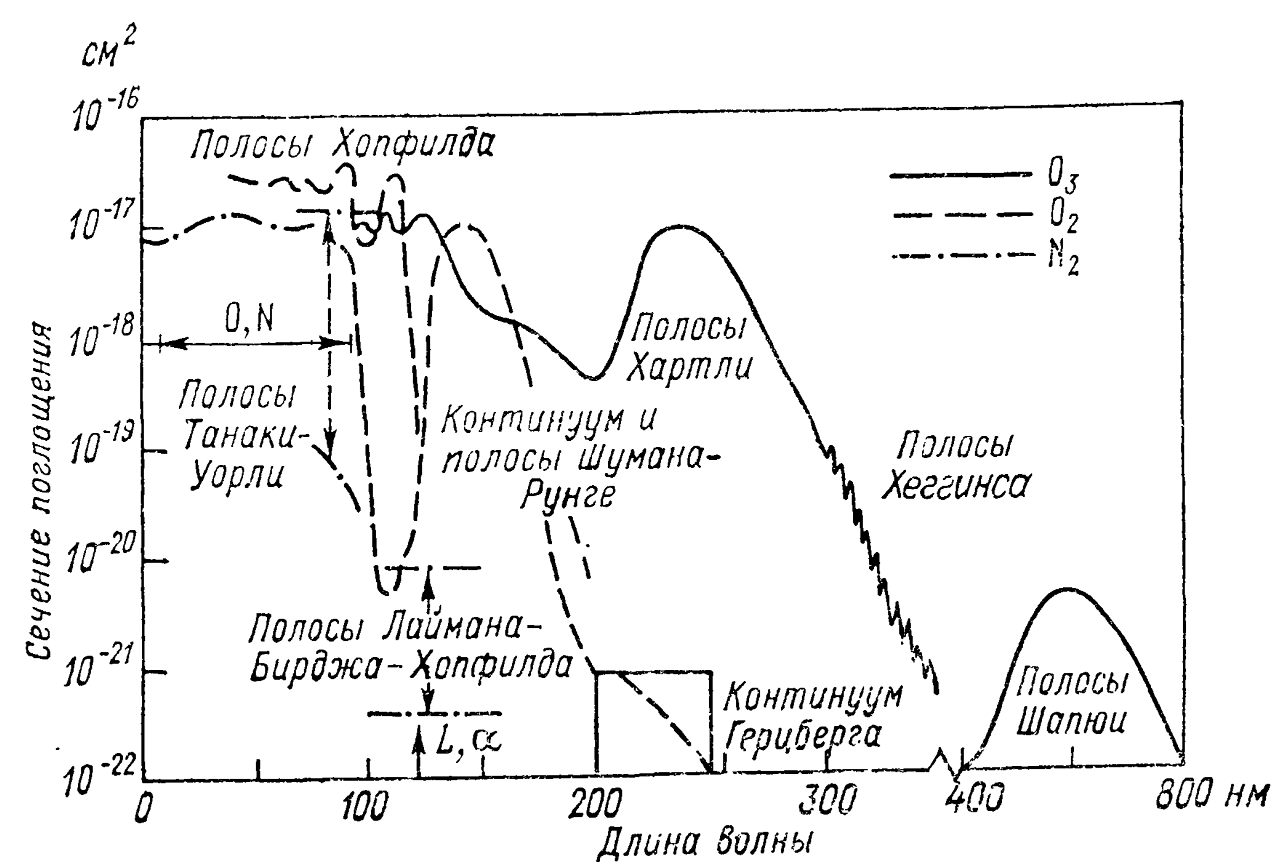


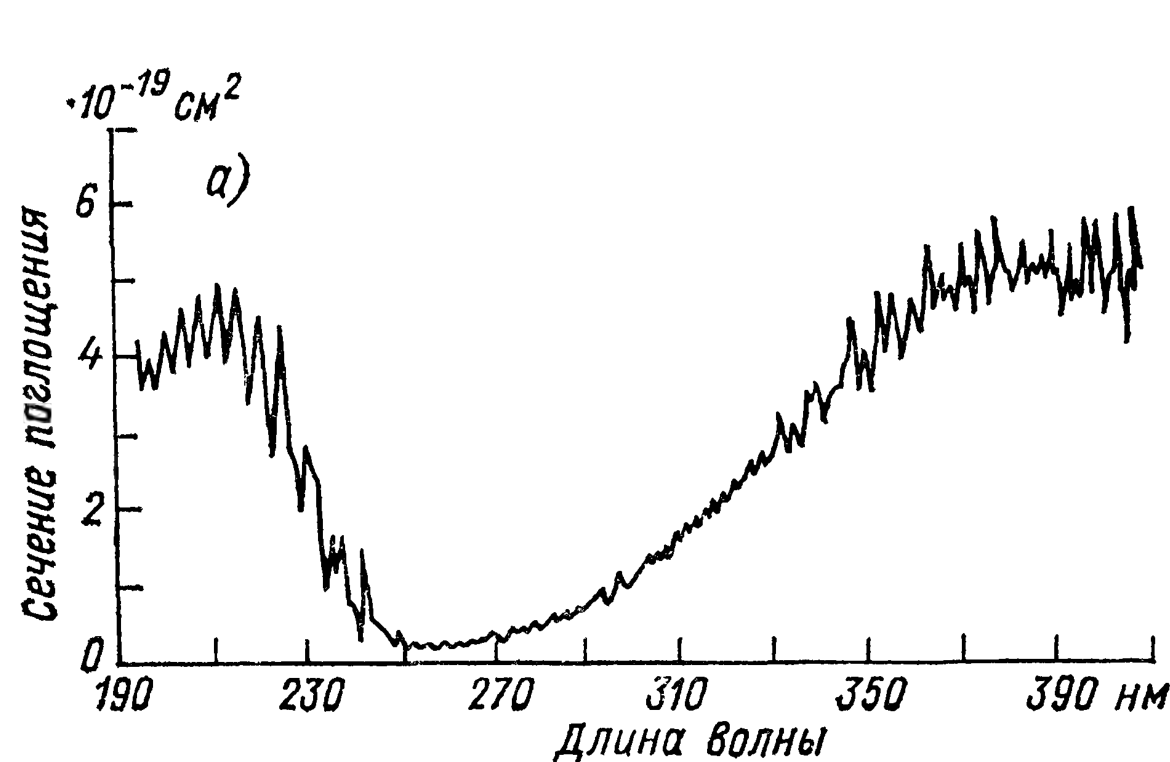
Рис. 14.3.8. Качественный ход сечений поглощения озона, молекулярного кислорода и молекулярного азота в видимом и УФ-диапазонах. Из [15].

20 мкм. Эта область содержит большое число линий поглощения [33]. Основная КВ-полоса ν_3 вместе с составной полосой $\nu_1 + \nu_3 - 2\nu_2$ (02°0... 10°1) образует полосу поглощения, называемую в литературе полосой 4,3 мкм. Ее интенсивность столь велика, что солнечное излучение полностью поглощается в диапазоне приблизительно 4,2—4,4 мкм уже на высоте около 10 км. Имеются также комплексные полосы поглощения с центрами 10,4; 9,4; 5,2; 4,8; 2,7; 2,0; 1,6; 1,4 мкм и ряд более слабых в интервале 1,24—0,78 мкм. Ширина всех этих полос составляет около 0,1 мкм [10].

Озон. Молекулы O_3 имеют три основные КВ-полосы: ν_1, ν_2 и ν_3. Полоса ν_1 (9,6 мкм) перекрывается с полосой ν_3, в результате чего имеет место сильное взаимодействие между соответствующими квантовыми состояниями. По интенсивности полоса ν_1 существенно слабее полосы ν_3. Полоса ν_2 перекрывается с сильной полосой поглощения CO_2 — около 15 мкм. Обертоны и составные частоты колебаний дают сложные полосы поглощения с центрами около 5,75; 4,75; 3,95; 3,36; 2,7 мкм. Ширина каждой из полос составляет 0,1 мкм. Молекулы O_3 имеют интенсивный чисто вращательный спектр поглощения в микроволновой области спектра.

Диоксид азота. В табл. 14.3.1 приведены центры трех основных КВ-полос поглощения для трех изотопов NO_2.

В работе [62] даны значения вращательных постоянных и положение обертонов и составных частот, лежащих в диапазоне 1,6—6,7 мкм для указанных в табл. 14.3.1 изотопов молекулы NO_2. Чисто вращательный спектр поглощения NO_2



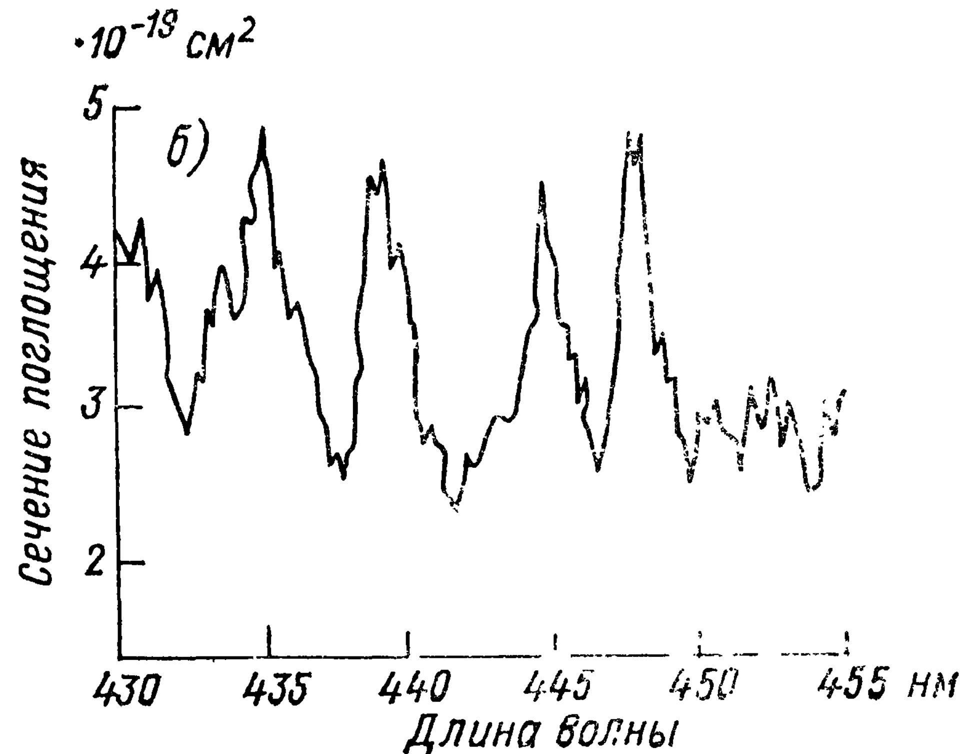


Рис. 14.3.9. Сечение поглощения NO_2.

а — из [1], *б* — из [19].

Поглощение рядом других газовых составляющих атмосферы не играет существенной роли в переносе коротковолновой солнечной радиации, однако играет существенную роль в фотохимии (см. п. 14.3.5 и главу 15).

14.3.3.2. Длинноволновая область *

Колебательно-вращательные спектры молекул (ИК-область) имеют сложную структуру. Ниже дана характеристика полос поглощения ряда газов, имеющих значение в атмосферных исследованиях и приложениях [12].

Водяной пар. Колебательно-вращательный спектр H_2O занимает всю видимую и ИК-области до волновых чисел 1000 см$^{-1}$. В видимом диапазоне лежат слабые полосы составных частот, в близкой ИК-области — более сильные полосы обертонов и составных частот. Наиболее сильное поглощение H_2O наблюдается в широкой полосе ν_2 с центром около длины волны 6,25 мкм. Следующая по интенсивности полоса ν_3 лежит около длины волны 2,66 мкм. Полосы ν_1 (2,74 мкм) и $2\nu_2$ (3,17 мкм) вместе с полосой ν_3 обусловливают полное поглощение солнечного излучения в атмосфере средних широт в диапазоне длин волн 2,6—3,3 мкм. Другие колебательно-вращательные полосы водяного пара имеют центры около длин волн 1,87; 1,38; 1,1; 0,94, 0,81 мкм и серию слабых полос в видимой области спектра. Водяной пар имеет интенсивный вращательный спектр поглощения в области длин волн от приблизительно 8 мкм до нескольких сантиметров.

Углекислый газ. Основная колебательно-вращательная полоса CO_2 — полоса ν_2 с центром около 15 мкм вместе с 14 горячими полосами перекрывает диапазон приблизительно 12—

лежит в далекой ИК-области.

Закись азота. Все три основных частоты колебаний линейной молекулы N_2O: ν_1 — 7,8 мкм (1285,6 см$^{-1}$); дважды вырожденная ν_2 — 17,0 мкм (558,8 см$^{-1}$) и ν_3 — 4,6 мкм (2223,5 см$^{-1}$) — активны в ИК-спектрах поглощения. Кроме основных частот колебаний молекула N_2O имеет большое число обертонов, составных и горячих частот поглощения. Большинство этих полос имеет малую интенсивность.

Метан. Из девяти основных частот клебаний молекулы CH_4 одна является дважды вырожденной и две трижды вырожденными вследствие высокой степени симметрии молекулы; таким образом, имеется всего четыре основные частоты колебаний, две из них очень интенсивные: полоса ν_3 — 3,3 мкм (3020,3 см$^{-1}$) и ν_4 — 7,7 мкм (1306,2 см$^{-1}$), и более слабая полоса ν_2, появляющаяся в результате колебательно-вращательного взаимодействия с полосой ν_4.

Оксид углерода. Основная КВ-полоса молекулы $^{12}C^{16}O$ находится около 2143,2 см$^{-1}$ (4,67 мкм). Основной обертон имеет центр около 4260 см$^{-1}$ (2,35 мкм). Расчетные значения центров полос поглощения (см$^{-1}$): 4260,0646 (0—2); 4207,1664 (1—3); 4154,4056 (2—4); 4101,7820 (3—5); 4049,2958 (4—6); 3996,9466 (5—7); 6350,4404 (0—3); 8414,4708 (0—4).

Таблица 14.3.1

Положение (мкм) центров основных полос поглощения NO_2. По данным [59]

Полоса	$^{14}N^{16}O_2$ (эксперимент)	$^{15}N^{16}O_2$ (эксперимент)	[illegible]N[illegible]O_2 (расчет)
ν_1	7,5	7,65	7,87; 16,08
ν_2	13,35; 15,38	13,51	13,85; 12,71
ν_3	6,19; 11,74	6,33; 93,46	6,29; 137,0

* В этот раздел включены и спектры поглощения в коротковолновой (короче 4 мкм) области, обусловленные колебательно-вращательными переходами.

Чисто вращательный спектр молекулы CO расположен в далекой ИК- и микроволновой областях.

Оксид азота. В молекуле NO полосы поглощения основного колебательного перехода (0—1) и первого обертона (0—2) лежат около 5,3 и 2,76 мкм соответственно.

Обширная спектроскопическая информация собрана в так называемые атласы спектральных линий [58] и [60] — общее число затабулированных полос и линий поглощения 28 газов (включая изотопы) составляет 1500 и $2\cdot10^5$ соответственно. Общая характеристика (состав, точностные параметры) архивов спектроскопических данных [58, 60] приведена, например, в [12].

14.3.4. Рассеяние

Излучение в атмосфере может испытывать *рассеяние* на молекулах атмосферных газов* (*рэлеевское рассеяние*) и аэрозольных частицах (если частицы имеют сферическую форму, то говорят о *рассеянии Ми* — см. ниже).

Интенсивность света $I_S dv$, рассеянного элементарным объемом под некоторым углом Θ (угол рассеяния) к направлению распространения падающего излучения интенсивностью I, выражается через коэффициент рассеяния α_S и индикатрису рассеяния $P(\cos\Theta)$ как

$$I_S = \frac{1}{4\pi}\alpha_S I P(\cos\Theta); \qquad (14.3.13)$$

при этом для индикатрисы рассеяния выполняется условие нормировки

$$\frac{1}{4\pi}\int_{4\pi} P(\cos\Theta)\,d\Omega = 1. \qquad (14.3.14)$$

В сферической системе координат (см. рис. 14.2.1)

$$\cos\Theta = \cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos(\Phi - \Phi'), \qquad (14.3.15)$$

где θ', Φ' — зенитный и азимутальный углы направления распространения падающего излучения, а θ, Φ — рассеянного излучения.

Коэффициент рассеяния связан с сечением рассеяния σ_S и концентрацией рассеивающих частиц N соотношением

$$\alpha_S = \sigma_S N. \qquad (14.3.16)$$

С учетом анизотропии свойств рассеивающих молекул сечение рэлеевского рассеяния можно описать выражением

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{8\pi^3}{3}\frac{(n^2-1)^2}{N^2\lambda^4}\frac{6+3\delta_p}{6-7\delta_p}, \qquad (14.3.17)$$

где N — счетная концентрация молекул воздуха, n — показатель преломления воздуха, λ — длина волны.

Степень деполяризации δ_p для ряда атмосферных газов приведена в табл. 14.3.2.

Для числовых оценок полезно эмпирическое выражение [54]

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{4{,}02\cdot10^{-28}}{\lambda^{4+\chi}}\ (\text{см}^2) \qquad (14.3.18)$$

где

$$\chi = \begin{cases} 0{,}04; & 0{,}55\ \text{мкм} < \lambda < 1{,}0\ \text{мкм}, \\ 0{,}389\lambda + \dfrac{0{,}09426}{\lambda} - 0{,}3228; & 0{,}19\ \text{мкм} \leqslant \lambda \leqslant 0{,}55\ \text{мкм}. \end{cases}$$

Индикатриса рэлеевского рассеяния (молекулярного или рассеяния на «малых» частицах) имеет следующий вид [15]:

$$P_R\Theta = \frac{3}{4}(1+\cos^2\Theta), \qquad (14.3.19)$$

где Θ — угол рассеяния (см. уравнение (14.3.15)).

В случае аэрозольных частиц сечения и индикатрисы рассеяния имеют более сложные зависимости от параметров задачи (см., например, [15]). Так, для однородных частиц сферической формы радиусом r индикатриса определяется выражением (рассеяние Ми — см., например, [16])

$$P_a(v,\Theta) = \frac{\lambda^2}{2\pi\alpha_S(r)}\left(S_1 S_1^* + S_2 S_2^*\right), \qquad (14.3.20)$$

* Точнее, на флуктуациях плотности газа, однако результат обычно представляется в виде сечения рассеяния одной молекулы, и в этом смысле можно говорить о рассеянии на одной молекуле.

Таблица 14.3.2

Деполяризация при рассеянии света различными газами. Из [19]

Газ	Химический символ	δ_p
Аргон	Ar	0
Метан	CH_4	0
Азот	N_2	0,036
Кислород	O_2	0,065
Хлор	Cl_2	0,041
Воздух	—	0,042*
Окись азота	NO	0,027
Этан	C_2H_6	0,005
Оксид углерода	CO	0,013
Хлорид углерода	HCl	0,007
Бромид водорода	HBr	0,008
Диоксид углерода	CO_2	0,097
Дисульфид углерода	CS_2	0,115
Вода	H_2O	0,02
Сульфид водорода	H_2S	0,003
Диоксид серы	SO_2	0,031
Аммиак	NH_3	0,01

* Согласно последним измерениям, δ_p для воздуха равно 0,035.

где

$$S_1(\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2n+1}{n(n+1)}\left\{a_n\frac{dP_n^1}{d\Theta} + b_n\frac{P_n^1}{\sin\Theta}\right\}, \qquad (14.3.21)$$

$$S_2(\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2n+1}{n(n+1)}\left\{a_n\frac{P_n^1}{\sin\Theta} + b_n\frac{dP_n^1}{d\Theta}\right\}, \qquad (14.3.22)$$

где P_n^1 — присоединенные полиномы Лежандра; a_n, b_n — коэффициенты, зависящие от показателя преломления вещества аэрозольной частицы и так называемого размера $a = 2\pi r/\lambda$; S^* — комплексно сопряженное значение S; α_S — коэффициент рассеяния, определяемый выражением

$$\alpha_S = \frac{2\pi r^2}{a^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\left(a_n^2 + b_n^2\right). \qquad (14.3.23)$$

Число значимых членов в разложениях (14.3.21) — (14.3.23) имеет порядок $2a+3$.

В случае полидисперсного ансамбля аэрозольных частиц с функцией распределения частиц по размерам $f(r)$ эффективная индикатриса рассеяния выражается [8] как

$$P(\Theta) = \frac{\int_0^{\infty} P(r,\Theta)\,\alpha_S(r)\,f(r)\,dr}{\int_0^{\infty}\alpha_S(r)\,f(r)\,dr}. \qquad (14.3.24)$$

В теории многократного рассеяния (см. п. 14.3.5) индикатрису часто задают в виде разложения по полиномам Лежандра $P_n(\cos\Theta)$:

$$P(\Theta) = \sum_n a_n P_n(\cos\Theta), \qquad (14.3.25)$$

где коэффициенты разложения определяются следующим образом:

$$a_0 = 1,$$

$$a_n = \frac{2n+1}{2}\int_{-1}^{1} P(\Theta)\,P_n(\cos\Theta)\,d(\cos\Theta); \quad n = 1, 2, \ldots \qquad (14.3.26)$$

Чем сильнее вытянута вперед индикатриса (в большинстве реальных ситуаций она сильно вытянута вперед относительно направления распространения падающего излучения), тем больше членов разложения (14.3.25) нужно использовать, чтобы правильно передать ее форму.

При исследовании анизотропного рассеяния часто используется однопараметрическая формула Хеньи—Гринстейна (см., например, [9, 65]):

$$P(\Theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\cos\Theta)^{3/2}}, \qquad (14.3.27)$$

где $0 \leqslant g \leqslant 1$, и чем ближе g к единице, тем сильнее индикатриса вытянута вперед.

В настоящее время имеются работы по расчету индикатрис (матриц) рассеяния ледяных кристаллов [38, 66], других несферических частиц [30] (см. также обзор в [11]). Оптике атмосферного (в том числе и стратосферного) аэрозоля посвящены монографии [11, 14], теоретическим вопросам аэрозольного рассеяния — монографии [2, 8, 65], в частности в [65] приведен значительный материал об аналитических аппроксимациях индикатрис (матриц) рассеяния.

14.3.5. Уравнение переноса излучения

Вместе со спектроскопическими и микрофизическими данными об атмосферных компонентах теория переноса излучения в планетных атмосферах составляет базис для понимания и расчета атмосферных радиационных процессов. Основу теории переноса излучения составляют собственно уравнение переноса излучения [20, 22]. Если в среде имеет место поглощение рассеяние и испускание излучения, то изменение монохроматической интенсивности вдоль луча n описывается интегродифференциальным уравнением переноса [20] (см. также [9]):

$$\frac{dI(\mathbf{R}, \mathbf{n})}{dS} \equiv \mathbf{n}\nabla_R I(\mathbf{R}, \mathbf{n}) = -\alpha_e(\mathbf{R})\, I(\mathbf{R}, \mathbf{n}) + \frac{\alpha_S(\mathbf{R})}{4\pi}\iint I(\mathbf{R}, \mathbf{n}')\, P(\mathbf{n}, \mathbf{n}')\, d\mathbf{n}' + B(\mathbf{R}, \mathbf{n}), \qquad (14.3.28)$$

где $\mathbf{n} \Rightarrow (\theta, \Phi)$ единичный вектор в направлении распространения рассеянного излучения, а $\mathbf{n}' \Rightarrow (\theta', \Phi')$ — падающего излучения; $\alpha_e = \alpha_a + \alpha_S$ — (объемный) коэффициент ослабления (или экстинции), $\mathbf{R}$ — радиус-вектор положения рассматриваемой «точки» среды, $B(\mathbf{R}, \mathbf{n})$ — функция источников или спектральная плотность мощности излучения единицы объема среды в единичный телесный угол в направлении n. Аргумент индикатрисы рассеяния в отличие от (14.3.13) введен не в виде угла рассеяния, а в виде направлений n и n′, между которыми этот угол берется. Левая часть и первый член правой части в уравнении (14.3.28) описывают в дифференциальной форме закон экспоненциального ослабления света в среде — *закон Беера—Ламберта—Бугера*.

Уравнение (14.3.28) должно быть дополнено краевыми условиями, которые формируются в зависимости от геометрии задачи и условий освещения его границ (см. ниже).

В плоско стратифицированной атмосфере (все параметры зависят только от вертикальной координаты) уравнение переноса (14.3.28) для монохроматической яркости удобнее переписать в виде

$$\mu\frac{\partial I(\tau; \mu, \Phi)}{\partial\tau} = I(\tau; \mu, \Phi) - \frac{\tilde\omega}{4\pi}\int_{-1}^{1} d\mu' \int_0^{2\pi} d\Phi' I \times (\tau; \mu', \Phi')\, P(\tau; \mu, \Phi; \mu', \Phi') + \frac{\tilde\omega}{4\pi}\pi F_{\nu_0} P(\tau; \mu, \Phi; \mu_S, 0)\, e^{-\tau/\mu_S} + (1 - \tilde\omega)\, B(T), \qquad (14.3.29)$$

где $\tau \equiv \tau_\lambda(z) = \int_z^\infty \alpha_{e\lambda}(z)\, dz$ — оптическая толщина (очевидно, $\tau = \tau_a + \tau_S$; τ_a, τ_S — соответственно оптическая толщина для поглощения и рассеяния); $\tilde\omega = \alpha_S/(\alpha_S + \alpha_a)$ — альбедо однократного рассеяния (или вероятность «выживания» кванта); $\mu = \cos\theta$; $\mu' = \cos\theta'$; I — яркость рассеянной (диффузной) радиации; πF_{ν_0} — монохроматический (и мононаправленный) поток внеатмосферной солнечной радиации через площадку, перпендикулярную направлению распространения; μ_S — косинус зенитного угла Солнца; $\Phi' = 0$, поскольку азимутальный угол отсчитывается от азимута направления распространения прямой солнечной радиации; $B(T)$ — функция Планка (см. (14.3.9 а, б)) в соответствующем представлении. В уравнении (14.3.25) в последнем слагаемом в правой части учтен закон Кирхгофа — множитель $(1 - \tilde\omega)$. В соответствии с нашими представлениями в уравнении (14.3.29) в случае коротковолновой радиации обычно можно пренебречь последним слагаемым (тепловым излучением), а в случае теплового излучения — рассеянием ($\tilde\omega = 0$; $\tau = \tau_a$).

Очевидно, что полное поле яркости является суммой диффузной (уравнение (14.3.29)) и прямой составляющих:

$$F(\tau) = F_{\nu_0} e^{-\tau/\mu_S}, \qquad (14.3.30)$$

т. е.

$$I^*(\tau; \mu, \Phi) = I(\tau; \mu, \Phi) + F(\tau)\,\delta(\mu - \mu_S)\,\delta(\Phi),$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака $\left(\int_{-\infty}^{\infty}\delta(x)\, dx = 1,\right.$ и $\left.\int_{-\infty}^{\infty}\delta(x - x_0)\, f(x)\, dx = f(x_0)\right)$; I^* — полная яркость. Очевидно, что полная яркость в приближении мононаправленного источника (т. е. учета конечного углового размера Солнца) является бесконечно большой (т. е. имеет особенность в направлении распространения прямой солнечной радиации), однако при расчете фотометрических величин (см. п. 14.2) бесконечности не возникают ввиду вышеприведенных свойств дельта-функции.

В качестве примера краевых условий можно привести условие на верхней границе атмосферы:

$$I(\tau = 0; \mu, \Phi) = 0, \quad \mu < 0, \qquad (14.3.31)$$

т. е. яркость рассеянной вниз ($\mu < 0$) радиации на верхней границе атмосферы равна нулю, поскольку выше этой границы нет рассеивающей среды, а также условие на ламбертовской (или ортотропной) подстилающей поверхности (нижняя граница):

$$I(\tau = \tau_{max}, \mu < 0, \Phi) = \frac{A}{\pi}\left(\int_0^1\int_0^{2\pi} I\left(\tau_{max}; \mu', \Phi'\right) d\mu'\, d\Phi' + \pi F_{\nu_0} e^{-\tau_{max}/\mu_S}\mu_S\right), \qquad (14.3.32)$$

где A — альбедо подстилающей поверхности; τ_{max} — оптическая толщина всего вертикального столба атмосферы. В левой части (14.3.32) стоит яркость восходящей радиации, в правой — нисходящей, прямой солнечной и рассеянной.

Если требуется рассчитать радиационное нагревание (см. п. 14.3.6) или частоты фотодиссоциации (см. п. 14.3.7), то для этого достаточно знать азимутально осредненные значения яркости, для которых справедливо уравнение переноса вида:

$$\mu\frac{\partial I(\tau; \mu)}{\partial\tau} = I(\tau; \mu) - \frac{\tilde\omega}{2}\int_{-1}^{1} I(\tau, \mu')\, P(\mu, \mu')\, d\mu' - \frac{\tilde\omega}{4\pi}\pi F_{\nu_0} P(\mu, \mu_S)\, e^{-\tau/\mu_S}, \qquad (14.3.33)$$

где

$$I(\tau; \mu) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} I(\tau; \mu, \Phi)\, d\Phi; \qquad (14.3.34)$$

$$P(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} P(\mu, \Phi; \mu', \Phi')\, d\Phi'. \qquad (14.3.35)$$

Потоки излучения (14.2.3 а и б) при этом запишутся как

$$F^{\uparrow}(\tau) = \int_0^1 I(\tau, \mu)\, \mu\, d\mu, \qquad (14.3.36а)$$

$$F^{\downarrow}(\tau) = \int_0^{-1} I(\tau, \mu)\, \mu\, d\mu, \qquad (14.3.36б)$$

а (14.2.5 а и б) как

$$\tilde F^{\uparrow} = \int_0^1 I(\tau, \mu)\, d\mu, \qquad (14.3.37а)$$

$$\tilde F^{\downarrow} = \int_{-1}^{0} I(\tau, \mu)\, d\mu. \qquad (14.3.37б)$$

Для справки: азимутально осредненная индикатриса рэлеевского рассеяния описывается выражением [65]

$$P_R(\mu, \mu') = \frac{3}{8}(3 - \mu^2 - \mu'^2 + 3\mu^2\mu'^2), \quad (14.3.38)$$

а осредненная по азимуту индикатриса Хеньи — Гринстейна [65]:

$$P_{HG}(\mu, \mu') = \left[(1 - g^2)(\alpha + \beta)^{1/2}(\alpha - \beta)\right](2/\pi) E(k^2),$$

где $\alpha = 1 + g^2 - 2g\mu\mu'$; $\beta = 2g \sin\theta \sin\theta'$; $k^2 = 2\beta/(\alpha + \beta)$; $E(k^2)$ — полный эллиптический интеграл [23].

Развитие методов решения уравнения переноса составляет одно из фундаментальных направлений современной математической физики и прикладной математики. В настоящее время развиты «точные» и приближенные аналитические (см., например, [9, 15, 20, 65]) и численные методы (см., напрамер, [3, 17, 65]). Кроме того, имеются таблицы полей интенсивности рассеянной радиации в рэлеевской атмосфере при различных условиях [31], которые можно использовать для тестирования расчетных методов и программ для ЭВМ. Проведены международные сравнения различных программ для численного решения уравнения переноса [44].

14.3.6. Нагревание средней атмосферы коротковолновой (солнечной) радиацией

Скорость нагревания элемента объема атмосферы коротковолновой радиацией можно рассчитать как

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{\rho C_p}\int_\nu \frac{dF_\nu}{dz}\,d\nu = \frac{g}{C_p}\int_\nu \frac{dF_\nu}{dp}\,d\nu, \quad (13.3.40)$$

где

$$F_\nu(z) = \int_0^{2\pi} d\Phi \int_{-1}^{1} d\mu\mu I^*(z;\, \mu,\, \Phi) \quad (14.3.41)$$

функция притока энергии излучения; T — температура, ρ — плотность воздуха; C_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; g — ускорение свободного падения; p — давление. В правой части уравнения (14.3.40) проводится интегрирование по спектральному параметру ν.

С учетом уравнения переноса излучения (14.3.29) для скорости нагревания имеем также

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho C_p}\int_\nu d\nu\alpha_a(\nu)\left\{\pi F_{0\nu} e^{-\tau_\nu/\mu_S} + \widetilde{F}_\nu\right\}, \quad (14.3.42)$$

где $\widetilde{F}_\nu$ — актинический поток (14.2.6); другие величины также введены ранее; первое слагаемое описывает нагревание за счет прямой солнечной радиации, второе — за счет рассеянной.

Основной источник нагревания в страто-мезосфере — поглощение солнечной УФ-радиации озоном в полосах Хеггинса и Хартли [1]. Скорость нагревания составляет 12 К/сут вблизи стратопаузы, достигая максимума (18 К/сут) вблизи летнего полюса. Поглощение в длинноволновой части полос Хеггинса становится существенным в нижней стратосфере, где скорость нагревания составляет около 1 К/сут. Скорость нагревания, очевидно, зависит от концентрации озона на данном уровне и его содержания в столбе воздуха выше рассматриваемого уровня, определяя и само положение страто- и мезопауз.

На высоте более 75—80 км существенный вклад в нагревание атмосферы вносит поглощение в полосах Шумана—Рунге, становясь доминирующим источником нагревания в нижней термосфере. На высоте 100 км скорость нагревания составляет в среднем около 10 К/сут, испытывая большие широтные и сезонные вариации в пределах порядка величины. Поскольку поглощение УФ-радиации приводит к фотодиссоциации молекулярного кислорода, поглощенная энергия может запасаться в форме химической энергии — на высоте более 80 км время жизни атомарного кислорода превышает сутки. Химическая энергия переходит в тепловую при рекомбинации атомарного кислорода, которая может происходить на значительном удалении от точки поглощения фотона. В результате горизонтального и вертикального переноса значительная энергия, запасенная в химической форме, выделяется в высоких широтах зимнего полушария.

Поглощение молекулярного кислорода в континууме Герцберга в стратосфере вносит лишь небольшой вклад в нагревание по сравнению с поглощением радиации озоном. У молекулярного кислорода, как отмечалось выше, имеются полосы поглощения в видимой области спектра.

В табл. 14.3.3 приведены параметризации скорости нагревания атмосферы прямой солнечной радиацией в различных спектральных интервалах. Нагревание за счет поглощения в полосах CO_2 2,7 и 4,7 мкм и поглощения УФ-радиации водяным паром играет второстепенную роль. Однако поглощение в полосах H_2O в видимом и ближнем ИК-диапазонах необходимо учитывать в тропосфере, где содержание водяного пара значительно выше, чем в средней атмосфере. Необходимо также учитывать поглощение солнечной радиации диоксидом азота в полосе 300—600 нм в нижней стратосфере. Вклад NO_2 в нагревание зависит от распределения концентрации NO_2. При расчете необходимо учитывать эффекты многократного рассеяния и отражения от подстилающей поверхности и облаков. На рис. 14.3.10 качественно показан вклад различных компонентов в нагревание атмосферы.

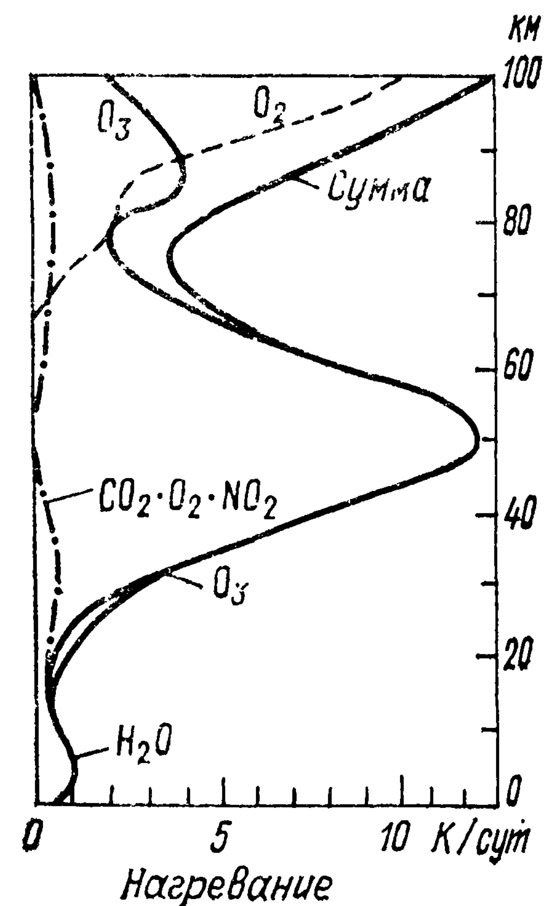


Рис. 14.3.10. Высотное распределение скоростей нагревания за счет поглощения коротковолнового солнечного излучения молекулами O_3, O_2, NO_2, H_2O, CO_2. Из [1].

При отсутствии атмосферных движений термическая структура стратосферы и мезосферы определялась бы балансом между нагреванием за счет поглощения коротковолновой

Таблица 14.3.3

Параметризация скорости нагревания (К/сут) атмосферы в полосах поглощения O_2 и O_3. Из [1]

Спектральная полоса	Параметризация
Полосы Шаппюи	$\frac{Q_{ch}}{[O_3]} = 1{,}05\cdot10^{-15}\exp(-2{,}85\cdot10^{-21}N_3)$
Полосы Хеггинса	$\frac{Q_{Hu}}{[O_3]} = \frac{1}{N_3}\{4{,}66\cdot10^3 - 7{,}8\cdot10^2\exp\times(-1{,}77\cdot10^{-19}N_3) - 3{,}88\cdot10^2\exp\times(-4{,}22\cdot10^{-18}N_3)\}$
Полоса Хартли	$\frac{Q_{Ha}}{[O_3]} = 4{,}8\cdot10^{-14}\exp(-8{,}8\cdot10^{-18}N_3)$
Полосы Шумана—Рунге	$\frac{Q_{SRB}}{[O_2]} = \frac{1}{0{,}67N_2 + 3{,}44\cdot10^9(N_2)^{1/2}}$, $N_2 > 10^{18}$ см$^{-2}$, $\frac{Q_{SRB}}{[O_2]} = 2{,}43\cdot10^{-19}$
Континуум Шумана—Рунге	$\frac{Q_{SRC}}{[O_2]} = \frac{1}{N_2}\{0{,}98\exp(-2{,}9\times10^{-19}N_2) - 0{,}55\exp(-1{,}7\times10^{-18}N_2) - 0{,}43\exp(-1{,}15\cdot10^{-17}N_2)\}$

Примечание. Здесь $N_2 = \int_z^\infty [O_2]\,dz/\cos\Theta_S$; $N_3 = \int_z^\infty [O_3]\,dz/\cos\Theta_S$; $[O_2]$, $[O_3]$ — концентрация кислорода и озона соответственно; Θ_S — зенитный угол Солнца.

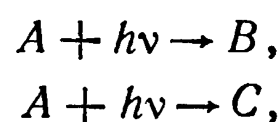
(солнечной) радиации и выхолаживанием за счет испускания тепловой ИК-радиации (радиационное равновесие). В результате циркуляции атмосферы ее термическая структура сильно отличается от состояния радиационного равновесия и определяется тремя упомянутыми выше факторами. Кроме того, между динамическими и радиационными процессами существует тесная связь. Расчет радиационных характеристик в ИК-диапазоне обладает спецификой по сравнению с коротковолновой областью спектра, поэтому этот вопрос выделен в самостоятельный раздел (см. п. 14.4). Отметим, что один из наиболее полных современных обзоров по радиационным притокам тепла в средней атмосфере содержится в работе [21].

14.3.7. Фотодиссоциация

Процессы фотодиссоциации играют важную роль в формировании состава средней атмосферы. Скорость фотодиссоциации молекулы A выражается через частоту фотодиссоциации J_A (см., например, [1]) как

$$\frac{\delta[A]}{\delta t} = -J_A[A]. \qquad (14.3.43)$$

Кроме того, если в процессе фотодиссоциации молекул могут реализовываться различные каналы с образованием, например, продуктов B и C т. е.



$$A + h\nu \rightarrow B,$$
$$A + h\nu \rightarrow C,$$

то

$$\frac{\delta[B]}{\delta t} = J_{AB}[A] \qquad (14.3.44)$$

и

$$\frac{\delta[C]}{\delta t} = J_{AC}[A], \qquad (14.3.45)$$

где

$$J_A = \int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu J_{A\nu},$$

$$J_{AB} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \Phi_{B\nu} J_{A\nu}\, d\nu,$$

$$J_{AC} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \Phi_{C\nu} J_{A\nu}\, d\nu,$$

где $J_{A\nu}$ — спектральная плотность частоты фотодиссоциации; $\Phi_{B\nu}$, $\Phi_{C\nu}$ — квантовые выходы продуктов B и C соответственно при фотодиссоциации молекул A, зависящие в общем случае от спектрального параметра и температуры.

Частоты типа J_{AB} выражаются как

$$J_{AB} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu \int \Phi_{B\nu}\sigma_{A\nu} \left\{\pi F_{\nu_0} e^{-\tau_\nu/\mu_S} + \widetilde{F}_\nu\right\} \qquad (14.3.46)$$

где $\sigma_{A\nu}$ — сечение поглощения молекулы A, а величины, стоящие в фигурных скобках, введены в (14.3.42).

Кривые сечений поглощения и квантовых выходов для ряда газов, играющих важную роль в формировании состава средней атмосферы, приведены в [1].

Высотные профили скорости фотодиссоциации различных компонентов рассчитаны в работе [64] для различных зенитных углов Солнца (см. также [1]).

Числовые данные о сечениях поглощения и квантовых выходах ряда реакций приведены в п. 14.5.1 и 14.5.2.

Для радиации на длинах волн, превышающих приблизительно 300 нм, начинают сказываться рассеяние в атмосфере и отражение от подстилающей поверхности [1, 47].

14.4. МЕТОДЫ РАСЧЕТА РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ИК-ДИАПАЗОНЕ

В случае теплового ИК-излучения при наличии локального термодинамического равновесия (ЛТР), что справедливо до высот около 70 км и в пренебрежении рассеянием радиации, решение уравнения переноса излучения * (см. п. 14.3.5) для интенсивности восходящей и нисходящей монохроматической радиации в плоскопараллельной атмосфере имеет следующий вид (например, [22]) (в рассматриваемом случае зависимость от азимутального угла Φ отсутствует):

$$I_\nu(\tau, \mu) = I_\nu(\tau_1, \mu)\, e^{-(\tau_1-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau_1} B_\nu[T(\tau')]\, e^{-(\tau'-\tau)/\mu} \frac{d\tau'}{\mu}; \qquad (14.4.1а)$$

$$I_\nu(\tau, -\mu) = I_\nu(0, -\mu)\, e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} B_\nu[T(\tau')]\, e^{-(\tau-\tau')/\mu} \frac{d\tau'}{\mu}, \qquad (14.4.1б)$$

где τ_1 — оптическая толщина атмосферы по вертикали ($\tau = 0$ на верхней границе атмосферы).

С достаточно хорошей точностью поверхность Земли можно в ИК-области спектра считать АЧТ и, следовательно, $I_\nu(\tau_1, \mu) = B_\nu(T_S)$, где T_S — температура поверхности. Далее, поскольку на верхней границе атмосферы ($\tau = 0$) отсутствует нисходящая радиация, то $I_\nu(0, -\mu) = 0$.

С учетом определения СПЭО (см. формулы (14.2.3а) и (14.2.3б) из (14.4.1а и б) следует

$$F_\nu^\uparrow = 2\pi B_\nu(T_S)\, E_3(\tau_1 - \tau) + 2\int_\tau^{\tau_1} \pi B_\nu[T(\nu')]\, E_2(\tau' - \tau)\, d\tau'; \qquad (14.4.2а)$$

$$F_\nu^\downarrow = 2\int_0^{\tau} \pi B_\nu[T_\nu(\tau')]\, E_2(\tau - \tau')\, d\tau', \qquad (14.4.2б)$$

где

$$E_n(\tau) = \int_1^\infty \frac{e^{-\tau x}}{x^n}\, dx \equiv \int_0^1 e^{-\tau/\mu}\mu^{n-2}\, d\mu -$$

«интегральная экспоненциальная функция».

Восходящие и нисходящие потоки энергии ИК-излучения в заданном спектральном интервале (ν, $\nu + \Delta\nu$) определяются интегрированием выражений (14.4.2а и б) по спектру

$$F_{\Delta\nu}^\uparrow(z) = \int_\nu^{\nu+\Delta\nu} F_\nu^\uparrow(\tau_\nu(z))\, d\nu = 2\int_\nu^{\nu+\Delta\nu} \pi B_\nu(T_S)\, E_3(\tau_1 - \tau_\nu)\, d\nu + 2\int_\nu^{\nu+\Delta\nu}\int_{\tau_\nu(z)}^{\tau_1} \pi B_\nu[T(\tau')]\, E_2(\tau_\nu(z) - \tau')\, d\tau'\, d\nu; \qquad (14.4.3а)$$

$$F_{\Delta\nu}^\downarrow(z) = \int_\nu^{\nu+\Delta\nu} F_\nu^\downarrow(\tau_\nu(z))\, d\nu = 2\int_\nu^{\nu+\Delta\nu}\int_0^{\tau_\nu(z)} \pi B_\nu[T(\tau')]\, E_2(\tau_\nu(z) - \tau')\, d\tau'\, d\nu. \qquad (14.4.3б)$$

Практическое использование полученных выражений, формально являющихся решением задачи о потоках ИК-радиации, затруднено в атмосферных условиях по ряду причин. Основная из них — сильная «изрезанность» колебательных и вращательных спектров поглощения (т. е. сильная изменчивость коэффициентов поглощения по спектру). Для того чтобы рассчитать потоки на заданном уровне z в (14.4.3 а и б) необходимо проводить двойное интегрирование по более чем тысяче линий поглощения. Хотя прямые «полинейные» ** рас-

---

*Уравнение переноса, в данном случае имеющее вид

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu} = -I_\nu + B_\nu(T(\tau)),$$

получило название уравнение Шварцшильда [15].

** Выполняемые с учетом параметров каждой линии и высоким спектральным разрешением.

четы в настоящее время являются наиболее точными, даже на современных быстродействующих ЭВМ они занимают много времени и поэтому используются в специальных случаях, например для разработки параметризаций, определении параметров модельных функций пропускания и т. п. В инженерных расчетах используются функции пропускания для конечных узких или широких (в зависимости от постановки задачи) спектральных интервалов. Функции пропускания, как правило, зависят от параметров задачи более сложным образом, чем это имело место в случае экспоненциального ослабления монохроматического излучения.

14.4.1. Расчет функций пропускания

Функция пропускания для интенсивности для спектрального интервала $(\nu, \nu+\Delta\nu)$ определяется как

$$T_{\Delta\nu}(u) = \frac{1}{\Delta\nu}\int_{\nu}^{\nu+\Delta\nu} e^{-\tau_\nu}\,d\nu, \qquad (14.4.4)$$

где монохроматическую оптическую толщину можно записать как интеграл

$$\tau_\nu = \int_u^{u_1} \alpha_\nu\,du$$

по содержанию поглотителя излучения на трассе от верхней границы атмосферы до уровня z, т. е.

$$u = \int_z^{\infty} \rho\,dz,$$

$\rho(z)$ — плотность поглотителя.

Поглощение в слое, для которого определена функция пропускания, описывается функцией поглощения, если ее ввести как

$$A_{\Delta\nu} = 1 - T_{\Delta\nu}. \qquad (14.4.5)$$

Для спектрального интервала $(\nu, \nu+\Delta\nu)$, достаточно узкого, для того чтобы на нем гладкую функцию Планка можно было считать постоянной ($\Delta\nu < 50$ см$^{-1}$):

$$F^{\uparrow}_{\Delta\nu}(u) = \pi B_{\bar\nu}(T_S)\,T^f_{\Delta\nu}(u) + \int_0^u \pi B_{\bar\nu}(u')\frac{dT^f_{\Delta\nu}(u-u')\,du'}{du'}; \qquad (14.4.6а)$$

$$F^{\downarrow}_{\Delta\nu}(u) = \int_{u_1}^{u} \pi B_{\bar\nu}\left[T(u')\right]\frac{dT^f_{\Delta\nu}(u'-u)}{du'}\,du', \qquad (14.4.6б)$$

где введена функция пропускания для потока диффузного излучения:

$$T^f_{\Delta\nu}(u) = 2\int_0^1 T_{\Delta\nu}(u/\mu)\,\mu\,d\mu = 2\int_{\Delta\nu} E_3(\tau_\nu)\,\frac{d\nu}{\Delta\nu} \equiv 2u^2\int_u^{\infty} T_{\Delta\nu}(x)\,dx/x^3. \qquad (14.4.7)$$

Если функция пропускания для интенсивности известна (определена теоретически или эмпирически), то поток можно рассчитать по (14.4.7) численно.

Для многих практических применений можно приближенно полагать

$$T^f_{\Delta\nu} = T_{\Delta\nu}(1{,}66u), \qquad (14.4.8)$$

где постоянная 1,66 называется *фактором диффузности*. $T^f_{\Delta\nu}$ эквивалентна функции пропускания для интенсивности излучения при $\mu = 3/5$. Зависимости функций пропускания от параметров определяются либо эмпирически, либо полуэмпирически, когда вид зависимости установлен или подбором, или с использованием какой-либо из моделей полос (см. ниже) с последующей подгонкой параметров к эмпирическим данным или результатам точного «полинейного» расчета. Число параметров обычно варьируется от одного до четырех [12].

В настоящее время широкое распространение получил параметрический метод [12], в котором функция пропускания для спектрального интервала 20 см$^{-1}$ представляется в следующем виде:

$$T_{\Delta\nu} = f(G_\nu, W); \qquad (14.4.9)$$

$$W(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2}\left[\frac{p(z)}{p_0}\right]^n\left[\frac{T_0}{T(z)}\right]^m \rho(z)\,dz, \qquad (14.4.10)$$

где W — эффективное содержание газа в слое (z_2, z_1); $p(z)$, $T(z)$, $\rho(z)$ — соответственно давление, температура и концентрация газа в точке z. Значения параметров определяются путем сравнения с данными измерений или результатами «полинейных» расчетов для заданного вида функции.

Этот метод лежит в основе широко используемых пакетов прикладных программ для расчета атмосферного пропускания и некоторых радиационных характеристик в спектральном диапазоне 0,25—28,5 мкм с шагом 5 см$^{-1}$ и шириной спектрального интервала 20 см$^{-1}$ [39, 40] и 5 см$^{-1}$ [56].

Для определения вида функции пропускания часто применяются результаты аналитических расчетов с использованием одной из ниже приведенных моделей полос.

Модель регулярной полосы (Эльзассера) [15]. Коэффициент поглощения задается в виде

$$\alpha_\nu = \sum_{i=-\infty}^{\infty}\frac{S_\gamma/\pi}{(\nu-i\delta)^2+\gamma^2} \equiv \frac{S}{\delta}\,\frac{\operatorname{sh}\beta}{\operatorname{ch}\beta-\cos t}, \qquad (14.4.11)$$

где

$$\beta = 2\pi\gamma/\delta,$$
$$t = 2\pi\nu\delta.$$

Таким образом, модель полосы представляет собой регулярную «гребенку» линий поглощения одинаковой интенсивности S лоренцевой формы с полушириной γ; расстояние между центрами соседних линий постоянно и равно δ.

Функция пропускания для интервала $(\nu-\delta/2, \nu+\delta/2)$ дается выражением

$$T_{\Delta\nu} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\pi S\gamma u}}{\delta}\right) \qquad (14.4.12)$$

(в приближении $\gamma \ll \delta$), где $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-x^2}dx$ — интеграл ошибок, для значений которого имеются числовые таблицы. При $\sqrt{\pi S\gamma u}/\delta \ll 1$

$$T_{\Delta\nu} \approx 1 - \frac{2\sqrt{S\gamma u}}{\delta}. \qquad (14.4.13)$$

Модель Эльзассера лучше всего описывает трехатомные молекулы, такие, как CO_2 и NO_2 [1].

Статистическая модель полосы (Гуди) [15]

$$T_{\Delta\nu} = \exp\left[-\frac{\bar S u}{\delta}\left(1+\frac{\bar S u}{\pi\gamma_L}\right)^{-1/2}\right], \qquad (14.4.14)$$

где $\bar S$ — средняя интенсивность линии, δ — среднее спектральное расстояние между линиями, γ_L — полуширина лоренцева профиля. Выражение (14.4.14) получено в приближении того, что на интервале $\Delta\nu \equiv n\delta$ находится большое число линий n, центры которых равновероятно распределены по интервалу, а интенсивности описываются пуассоновским распределением вероятности:

$$P(S) = \bar S^{-1} e^{-S/\bar S}. \qquad (14.4.15)$$

Модель зависит от трех параметров: $\bar S/\delta$, γ/δ, u. Значения этих параметров для ряда важных компонентов и спектральных интервалов приведены в табл. 14.4.1. Модель Гуди можно использовать для молекул H_2O и CO_2.

Статистическая модель полосы (Пласса) [12]. Отличие от модели Гуди состоит в том, что интенсивности линий считаются одинаковыми.

Статистическая модель (Малкмуса) [12]. В этой модели задается плотность вероятности иметь интенсивность S для линии вида S^{-1}.

Для функции пропускания получается выражение

$$T_{\Delta\nu} = \exp\left\{-\frac{\bar S/\delta}{2\bar S/\pi\gamma_L}\left[\left(1+44\left(\frac{\bar S}{\pi\gamma_L}\right)\right)^{1/2}-1\right]\right\}. \qquad (14.4.15а)$$

Таблица 14.4.1

Параметры статистических моделей полос из [15]

Полоса	Интервал, см$^{-1}$	$\bar{S}/\delta$ см^2/г	γ/δ
H_2O вращательная	40—160	7210,30	0,182
	160—280	6024,80	0,094
	280—380	1614,10	0,081
	380—500	139,03	0,080
	500—600	21,64	0,068
	600—720	2,919	0,060
	720—800	0,386	0,059
	800—900	0,0715	0,067
CO_2 15 мкм	582—752	718,7	0,448
O_3 9,6 мкм	1000,0—1006,5	$6,99\cdot10^2$	5,0
	1006,5—1013,0	$1,40\cdot10^2$	5,0
	1013,0—1019,5	$2,79\cdot10^3$	5,0
	1019,5—1026,0	$4,66\cdot10^3$	5,5
	1026,0—1032,5	$5,11\cdot10^3$	5,8
	1032,5—1039,0	$3,72\cdot10^3$	8,0
	1039,0—1045,5	$2,57\cdot10^3$	6,1
	1045,5—1052,0	$6,05\cdot10^3$	8,4
	1052,0—1058,5	$7,69\cdot10^3$	8,3
	1058,5—1065,0	$2,79\cdot10^3$	6,7
H_2O 6,3 мкм	1200—1350	12,65	0,089
	1350—1450	134,4	0,230
	1450—1550	632,9	0,320
	1550—1650	331,2	0,296
	1650—1750	434,1	0,452
	1750—1850	136,0	0,359
	1850—1950	35,65	0,165
	1950—2050	9,015	0,104
	2050—2200	1,529	0,116

Модель полосы типа «изолированной линии» [12]. Функция пропускания (полосы шириной $\Delta\nu$) рассчитывается как для изолированной линии с некоторыми эффективными интенсивностью S, полушириной γ и центром линии ν_0. Поскольку расположение индивидуальных линий в колебательно-вращательных полосах, строго говоря, не является ни регулярным, ни хаотическим, был предложен ряд комбинированных моделей.

Каждая отдельно взятая из совокупности регулярная полоса может иметь свои интенсивность, полуширину линий и расстояние между ними. Такая модель дает более адекватное описание функции пропускания для полос, в которых можно выбрать относительно узкие подынтервалы со сравнительно постоянными значениями интенсивности линий.

Вышеприведенные модели были первоначально развиты для линий лоренцевой формы, а затем обобщены на случаи доплеровской и фойгтовской формы (см., например, [63]).

Методы «быстрого» расчета функции пропускания. Идея метода (см., например, [12]) состоит в замене выражений (14.4.4) [или (14.4.5)] модельными, причем значения параметров определяются так, чтобы асимптотики точных и модельных выражений совпадали в пределах слабого и сильного поглощения неперекрывающихся линий [7, 10].

Функция поглощения для однородной трассы и лоренцева профиля n линий, расположенных в спектральном интервале $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ имеет вид

$$A_n = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\left[1 - \exp\left(2\sum_{i=1}\frac{x_i\beta_i^2}{(t-y_i)^2+\beta_i^2}\right)\right]dt, \tag{14.4.16}$$

где введены безразмерные обозначения:

$$x_i = \frac{S_i\rho}{2\pi\gamma_i};\quad \beta_i = \frac{2\pi\gamma_i}{\Delta\nu};$$

$$y_i = 2\pi\frac{\nu_{0i}-\nu}{\Delta\nu};\quad t = 2\pi\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu},$$

а S_i, γ_i, ν_{0i} — интенсивность, полуширина и центра i-й спектральной линии поглощения соответственно; $\nu_0 = (\nu_2+\nu_1)/2$; ρ — концентрация поглощающего компонента, проинтегрированная по трассе.

Для модели изолированной линии (SL):

$$A_{SL}(x,\ \beta) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\left[1-\exp\left(-2\frac{x\beta^2}{t^2+\beta^2}\right)\right]dt, \tag{14.4.17}$$

$$x = \left(\sum_{i=1}^{n} x_i\beta_i z_i \Big/ \sum_{i=1}^{n}\sqrt{x_i\beta_i^2}\right)^2, \tag{14.4.18а}$$

$$\beta = \left(\sum_{i=1}^{n}\sqrt{x_i\beta_i^2}\right)^2 \Big/ \sum_{i=1}^{n} x_i\beta_i z_i, \tag{14.4.18б}$$

$$z_i = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\beta_i\,dt}{(t-y_i)^2+\beta_i^2}. \tag{14.4.18в}$$

Выигрыш по времени расчета на ЭВМ по формулам (14.4.17, 14.4.18) по сравнению с (14.4.16) может достигать нескольких порядков в зависимости от ширины спектрального интервала и числа линий [12].

Для моделей Эльзассера (EL), Пласса (PL) и Гуди (G) основные расчетные формулы имеют следующий вид:

$$A_{EL} = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\left[1-\exp\left(-\frac{x_0\beta_0^2\,\mathrm{sh}\,\beta_0}{\mathrm{ch}\,\beta - \cos t}\right)\right]dt, \tag{14.4.19}$$

$$A_{PL} = 1 - \exp[-A_{SL}(x_0,\ \beta_0)], \tag{14.4.20}$$

$$A_G = 1 - \exp\left(-\frac{x_0\beta_0}{\sqrt{1+2x_0}}\right), \tag{14.4.21}$$

где $x_0 = S_0\rho/2\pi\gamma$, $\beta_0 = 2\pi\gamma/d_0$, S_0 — среднее значение интенсивности линий, d_0 — среднее спектральное расстояние между линиями.

В работах [7, 10, 12] описаны приближенные методы расчета поглощения ИК-излучения на неоднородных трассах. Основная идея этих приближенных методов сводится к замене неоднородной трассы на эквивалентную ей однородную. Характеристики отдельной спектральной линии зависят от давления P и температуры T [18]:

$$S_i = S_{0i}\left(\frac{T_0}{T}\right)^n \exp\left(-1{,}438E''_{0i}\right)\left[\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0}\right], \tag{14.4.22}$$

$$\gamma_i = \gamma_{0i}\left(\frac{p}{p_0}\right)\left(\frac{T_0}{T}\right)^m, \tag{14.4.23}$$

где S_{0i}, γ_{0i} определены при стандартных температуре T_0(273,16 К) и давлении $p_0(1{,}01325\cdot10^5$ Па), E''_{0i} — энергия (в Кельвинах) нижнего уровня молекулярного перехода для i-й линии; $n = 1{,}5$ для нелинейных молекул типа H_2O, O_3 и $n = 1$ для линейных молекул типа CO_2, O_2; m — параметр, определяемый типом молекулы и примерно равный 0,5.

После введения осредненного параметра

$$E = \left(\sum_{i=1}^{k} E''_i S_{0i} \Big/ \sum_{i=1}^{k} S_{0i}\right) \tag{14.4.24}$$

и обозначений

$$\varphi_\gamma(p,\ T) = (p/p_0)(T_0/T)^m,$$

$$\varphi_s(T) = \left(\frac{T_0}{T}\right)^n \exp\left\{-1{,}438E\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0}\right)\right\}$$

для параметров x, β модели эквивалентной изолированной линии получаются следующие выражения:

$$x = x_0\frac{\rho^*}{\bar{\varphi}_\gamma},\quad \beta = \beta_0\bar{\varphi}_\gamma, \tag{14.4.25}$$

где $\rho^* = \int\rho(z)\cdot\varphi_s[T(z)]\,dz$ — эквивалентная поглощающая масса;

$$\bar{\varphi}_\gamma = \frac{1}{\rho_0}\int\rho(z)\,\varphi_s[T(z)]\,\varphi_\gamma[T(z),\ p(z)]\,dz\ —$$

средневзвешенное давление;

$$x_0 = \frac{1}{2\pi}\left(\sum_{i=1}^{k} S_{0i}z_i\right)^2\Big/\left(\sum_{i=1}^{k}\sqrt{S_{0i}\nu_{0i}}\right)^2,$$

$$\beta_0 = \frac{2\pi}{\Delta\nu}\left(\sum_{i=1}^{k}\sqrt{S_{0i}\gamma_{0i}}\right)^2\Big/\sum_{i=1}^{k} S_{0i}z_i,$$

а в выражении для x_0, β_0 величина $z_i(\gamma_i)$, определяемая в (14.4.18в), рассчитывается для аргумента $\gamma_i = \gamma_0 \, i\overline{\varphi}_{\gamma}$.

Анализ методов расчета функции пропускания показывает [12], что наибольшую точность обеспечивают методы прямого полинейного счета. Однако в тех случаях, когда достаточно иметь оценки пропускания в широком диапазоне длин волн и невысоким спектральным разрешением, целесообразно использовать приближенные методы, дающие погрешность 5—10 %. В монографии [12] в этом случае рекомендована, например, модель отдельной линии.

В качестве источников информации о параметрах индивидуальных линий (так называемых атласов линий или программных систем, включающих в себя такие атласы) можно рекомендовать [16, 57, 59].

Метод Куртиса—Годсона учета неоднородности атмосферы (см., например [7, 15]) состоит в том, что при расчете функции пропускания неоднородного слоя можно воспользоваться выражениями для некоторого эффективного однородного слоя с осредненными (взвешенными) параметрами линий:

$$S = \int_0^u S(T)\, du/u, \qquad (14.4.26)$$

$$\bar{\gamma} = \int_0^u S(T)\,\gamma(p, T)\, du \Big/ \int_0^u S(T)\, du, \qquad (14.4.27)$$

где $S(T)$, $\gamma(p,T)$ даются выражениями (14.4.22), (14.4.23).

Приближение Куртиса—Годсона дает хорошие результаты для таких компонентов, как CO_2 и H_2O, концентрации которых падают с высотой, но для полосы 9,6 мкм O_3 его применение приводит к большим ошибкам [7]. Для этой полосы разработаны специальные методы приведения неоднородных условий к однородным [35, 42].

14.4.2. Нагревание/выхолаживание средней атмосферы в ИК-диапазоне

Скорость радиационного притока тепла в ИК-диапазоне (в спектральном интервале шириной $\Delta\nu$) описывается [24] как

$$\left(\frac{\delta T(z)}{\delta t}\right)_{\Delta\nu} = \frac{2\pi}{\rho C_p}\alpha_{\Delta\nu}\Big\{\left[I^{\uparrow}(z_0) - B_\nu(z)\right]L(z, z_0) + \int_{z_0}^{z} dz'\left[B_\nu(z') - B_\nu(z)\right]\frac{\partial L(z, z')}{\partial z'} - \int_{z}^{z_\infty} dz'\left[B_\nu(z') - B_\nu(z)\right]\frac{\partial L(z, z')}{\partial z'} - B_\nu(z)\,L(z, z_\infty), \qquad (14.4.28)$$

где

$$\alpha_{\Delta\nu} = \int_{\Delta\nu} \alpha_\nu\, d\nu;$$

$$L(z_i, z_j) = \int_{\Delta\nu} d\nu\, \frac{\partial T^f_\nu(z_i, z_j)}{\partial z_i} \Big/ \int_{\Delta\nu} d\nu\, \frac{\partial T^f_\nu(z_i, z_j)}{\partial z_i}\Bigg|_{z_i = z_j} \qquad (14.4.29)$$

— нормированная производная от пропускания для диффузного потока излучения между уровнями z_i и z_j, $T^f_\nu(z_i, z_j)$.

При строгом решении уравнения переноса излучения

$$L(z_i, z_j) = \int_{\Delta\nu} d\nu\alpha_\nu(z_i)\, E_2\left(\left|\int_{z_i}^{z_j} \alpha_\nu\, dz\right|\right)\Big/\alpha_{\Delta\nu}, \qquad (14.4.30)$$

где $E_2(x)$ — интегральная экспонента (см. (14.4.26)). Функция $L(z_i, z_j)$ имеет смысл вероятности того, что фотон, испущенный на уровне z_i, достигнет уровня z_j.

Члены правой части в (14.4.28) описывают обмен энергией с нижней (z_0) и верхней (z_∞) границами — соответственно первый и четвертый, и с ниже- и вышележащей средой (внутренний теплообмен) — соответственно второй и третий. Таким образом, при локальном термодинамическом равновесии расчет радиационных притоков энергии сводится к определению функции L через (14.4.29) или (14.4.30) и интегрированию по высоте в уравнении (14.4.29).

При нарушении локального термодинамического равновесия (выше уровня 70 км [46]) яркость собственного излучения, единицы объема уже не описывается функцией Планка B_ν вместо нее в уравнении переноса необходимо использовать функцию источника, которая, например, для перехода $i \to j\,(E_i > E_j)$ имеет следующий вид [13]:

$$S_{ij} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2}\left[\frac{g_i n_j(z)}{g_j n_i(z)} - 1\right]^{-1}. \qquad (14.4.31)$$

Уравнение переноса с функцией источника типа (14.4.31) необходимо решать совместно с уравнениями для населенно-

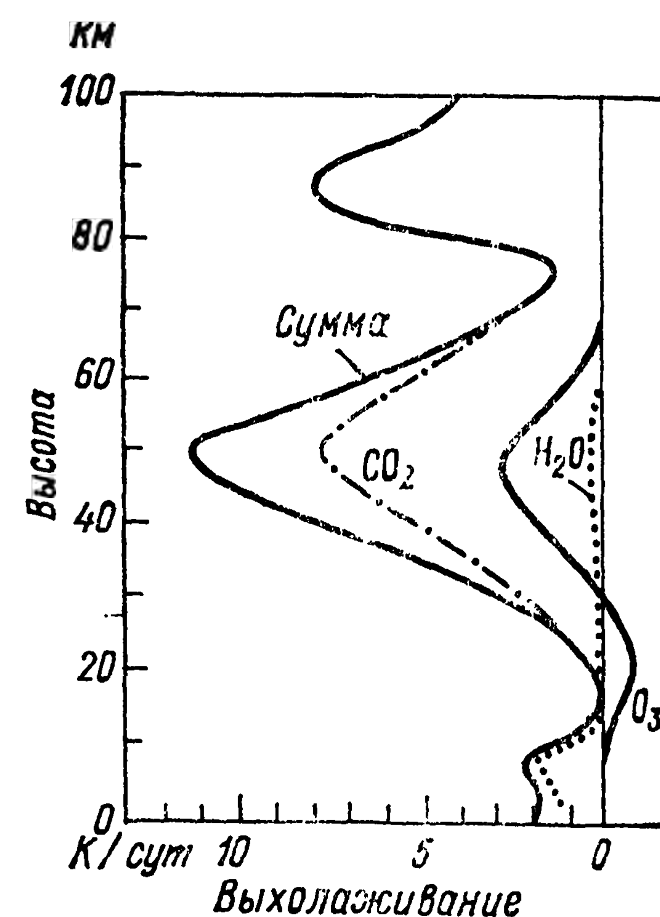


Рис. 14.4.1. Вклад различных компонентов в длинноволновое выхолаживание/нагревание в зависимости от высоты. Из [1].

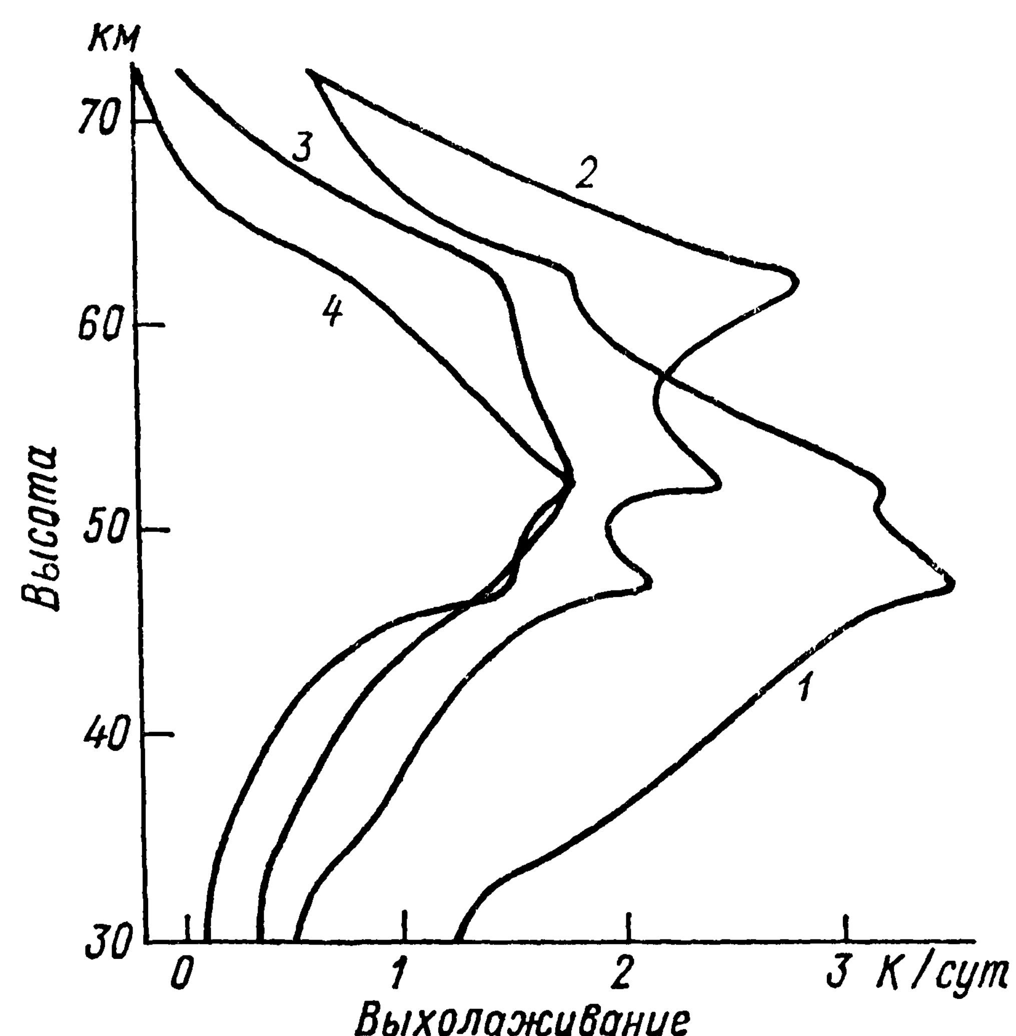


Рис. 14.4.2. Вклад различных полос CO_2 в длинноволновое выхолаживание. Из [1].

1 — основная полоса, *2* — первая горячая полоса, *3* — изотопическая полоса, *4* — вторая горячая полоса.

стей состояний молекулы, которые в конкретных атмосферных приложениях иногда удается решить приближенно (см., например, [21]). Поскольку выше 70 км выхолаживание определяется полосой 15 мкм CO_2 [46], эффект нарушения локального термодинамического равновесия необходимо рассматривать только в этой полосе.

Лучистое выхолаживание средней атмосферы определяется в основном переносом излучения в полосе 15 мкм CO_2 [46]. Второй по значимости для выхолаживания является полоса 9,6 мкм O_3, на которую на уровне стратопаузы приходится около 25 % скорости выхолаживания [46].

Слабый тепловой эффект (не более 5 % [46]) дают полосы водяного пара — вращательная и 6,3 мкм.

На рис. 14.4.1 приведены типичные высотные распределения нагревания/выхолаживания в ИК-диапазоне. Показан вклад CO_2, O_3 и H_2O.

С увеличением содержания в атмосфере ряда других малых газовых компонентов вклад последних в парниковый эффект может существенно возрасти [1]. В табл. 14.4.2 перечислены компоненты, которые играют (или потенциально могут играть) важную роль в радиационном балансе Земли.

Таблица 14.4.2

Важные для радиационного баланса Земли компоненты. Из [1]

Компонент	Полоса	Центр полосы, $см^{-1}$	Интенсивность полосы, $см^{-2}$ $атм^{-1}$ (296 К)
CO_2	ν_2 (15 мкм)	667	220
	ν_3 (4,3 мкм)	2348	2440
O_3	ν_3 (9,6 мкм)	1041	312
H_2O	Вращательная	0—1650	1306
	ν_2 (6,3 мкм)	640—2800	257
CH_4	ν_4 (7,66 мкм)	1306	134
N_2O	ν_1 (7,78 мкм)	1285	218
	ν_2 (17 мкм)	589	24
$CFCl_3$	ν_4 (11,8 мкм)	846	1813
	$\nu_1 + 2\nu_2$	1085, 2144	679
CF_2Cl_2	ν_8 (10,9 мкм)	915	1161
	ν_1 (9,13 мкм)	1095	1141
	ν_6 (8,68 мкм)	1152	777

При расчете скоростей выхолаживания за счет излучения CO_2 необходимо учитывать так называемые горячие полосы, соответствующие переходам в возбужденные колебательные состояния, а также полосы изотопов [32]. На рис. 14.4.2 показан вклад этих полос в скорость выхолаживания средней атмосферы.

Обзор методов расчета скоростей выхолаживания в ИК-диапазоне приведен, например, в [1, 21]. Поскольку все сравнительно точные методы требуют решения уравнения переноса, во многих практических случаях можно рекомендовать параметризации, развитые в работах [24, 34], а также [37] для полос 15 мкм CO_2 и 9,6 мкм O_3.

Для оценки скорости радиационного выхолаживания во вращательной полосе H_2O можно рекомендовать параметризацию, предложенную в [6].

14.5. ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

14.5.1. Внеатмосферный спектр и некоторые сопутствующие данные

Современный обзор данных о внеатмосферном спектре солнечной радиации содержится в [26] и [21]. На основе анализа данных рекомендованы значения, приведенные в табл. 14.5.1. Приведены также значения рэлеевского рассеяния, поглощения O_2 в полосах Герцберга, а также O_3 при $T = 203$ и 273 К в соответствующих спектральных интервалах [26].

Данные ракетных измерений внеатмосферного спектра с высоким разрешением (0,0028 нм) в диапазоне 225,2—319,6 нм содержатся в работе [41].

На рис. 14.5.1 приведена временная эволюция интенсивности линии водорода L_α с центром 121,6 нм за период

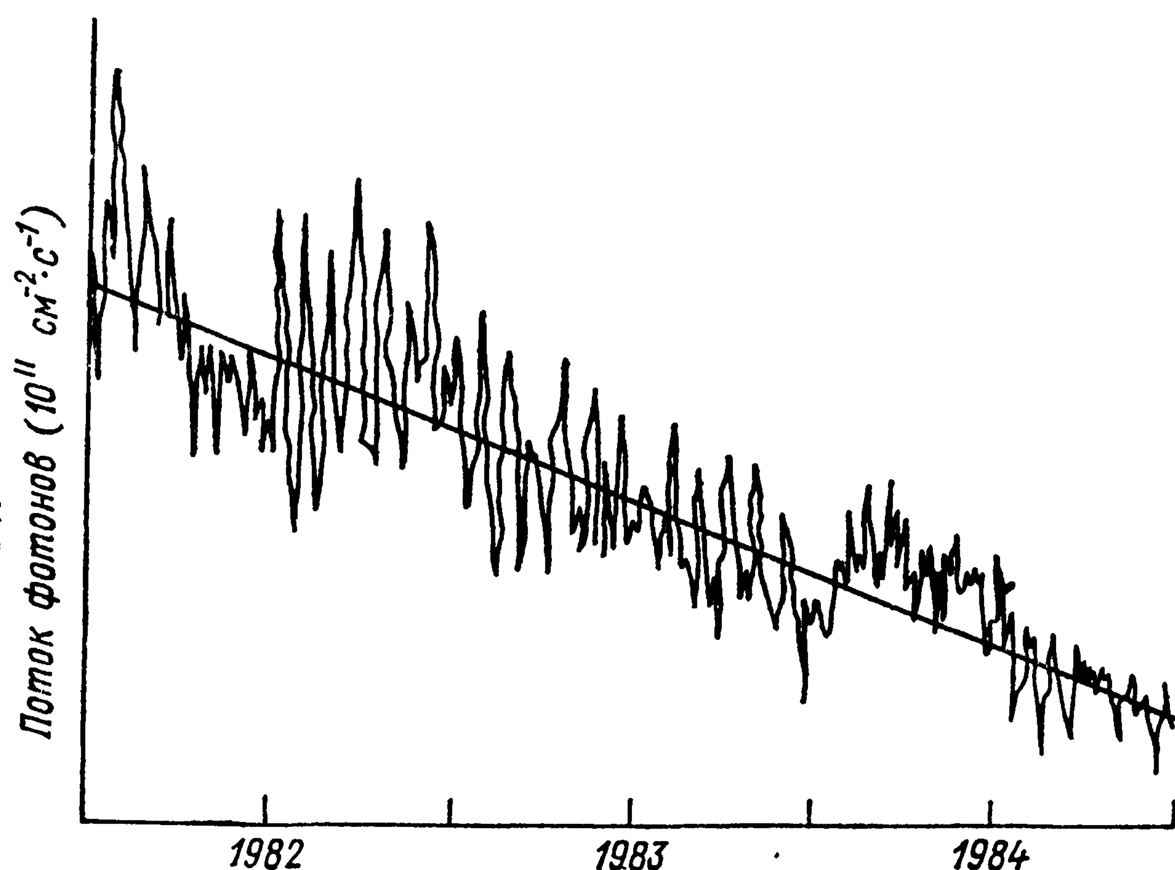


Рис. 14.5.1. Вариации потока фотонов в линии Лайман-α (121,6 нм) по данным спутника SME. Из [26].

Таблица 14.5.1

Внеатмосферная спектральная плотность потока солнечной радиации, сечения рэлеевского рассеяния и поглощения O_2 и O_3

№ п/п	Спектральный интервал (нм) от 175,439 до	Поток фотонов, 10^{11} $см^{-2} \cdot с^{-1}$	Сечение рэлеевского рассеяния, 10^{-28} $см^2$	Сечение поглощения O_2 континуум Герцберга, 10^{-24} $см^2$	Сечение поглощения O_3, 10^{-19} $см^2$: $T = 203$ К	$T = 273$ К
1	176,991	1,74	6,79	4,61	8,11	
2	178,571	2,10	6,49	5,03	7,99	
3	180,180	2,38	6,20	5,46	7,86	
4	181,818	3,04	5,93	5,88	7,63	
5	183,486	3,19	5,66	6,29	7,29	
6	185,185	2,93	5,41	6,68	6,88	
7	186,916	3,62	5,16	7,04	6,40	
8	188,679	4,73	4,93	7,36	5,88	
9	190,476	5,61	4,70	7,64	5,31	
10	192,308	6,63	4,49	7,87	4,80	
11	194,175	6,90	4,28	8,04	4,38	
12	196,078	9,56	4,08	8,14	4,11	
13	198,020	11,5	3,89	8,17	3,69	
14	200,000	12,7	3,71	8,13	3,30	
15	202,020	15,2	3,53	8,01	3,26	
16	204,082	17,8	3,36	7,84	3,26	
17	206,186	22,0	3,20	7,63	3,51	
18	208,333	26,9	3,05	7,33	4,11	
19	210,526	45,4	2,90	6,99	4,84	
20	212,766	71,4	2,76	6,45	6,26	
21	215,054	83,5	2,62	5,81	8,57	
22	217,391	83,9	2,49	5,23	11,7	
23	219,780	108	2,36	4,71	15,2	
24	222,222	118	2,24	4,26	19,7	
25	224,719	160	2,13	3,80	25,5	
26	227,273	134	2,02	3,35	32,4	
27	229,885	141	1,92	2,90	40,0	
28	232,558	157	1,82	2,45	48,3	
29	235,294	138	1,72	2,05	57,9	
30	238,095	160	1,63	1,69	68,6	
31	240,964	145	1,54	1,30	79,7	
32	243,902	220	1,46	0,93	90,0	
33	246,914	199	1,38	0,00	100	
34	250,000	197	1,31		108	
35	253,165	194	1,23		113	
36	256,410	291	1,17		115	
37	259,740	495	1,10		112	
38	263,158	453	1,04		106	
39	266,667	1 070	0,978		95,9	96,5
40	270,270	1 200	0,922		83,1	83,4
41	273,973	1 100	0,868		68,9	69,2
42	277,778	1 040	0,817		53,5	54,2
43	281,690	824	0,768		39,1	40,2
44	285,714	1 520	0,722		26,7	27,7
45	289,855	2 150	0,678		17,3	17,9
46	294,118	3 480	0,636		10,4	10,9
47	298,507	3 400	0,597		5,85	6,24
48	303,030	3 220	0,559		3,16	3,43
49	307,692	4 230	0,524		1,66	1,85
50	312,5	4 950	0,490		0,867	0,980
51	317,5	5 440	0,458		0,433	0,501
52	322,5	5 930	0,428		0,209	0,249
53	327,5	6 950	0,401		0,0937	0,120
54	332,5	8 150	0,375		0,0471	0,0617
55	337,5	7 810	0,352		0,0198	0,0274
56	342,5	8 350	0,331		0,00777	0,0117
57	347,5	8 140	0,311		177 (—5)	588 (—5)
58	352,5	8 530	0,292			266 (—5)
59	357,5	9 170	0,275			109 (—5)
60	362,5	8 380	0,260			549 (—5)
61	367,5	10 400	0,245			
62	372,5	11 000	0,231			
63	377,5	9 790	0,219			
64	382,5	11 300	0,207			
65	387,5	8 890	0,196			
66	392,5	11 400	0,186			
67	397,5	9 170	0,176			

№ п/п	Спектральный интервал (нм) от 175,439 до	Поток фотонов, 10^{11} см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$	Сечение рэлеевского рассеяния, 10^{-25} см^2	Сечение поглощения O_2 континуум Герцберга, 10^{-24} см^2	Сечение поглощения O_3 10^{-19} см^2	
					$T=203$ К	$T=273$ К
68	402,5	16 900	0,167			
69	407,5	17 000	0,159			
70	412,5	18 400	0,151		291 (—6)	
71	417,5	18 700	0,144		314 (—6)	
72	422,5	19 500	0,137		399 (—6)	
73	427,5	18 100	0,130		654 (—6)	
74	432,5	16 700	0,124		683 (—6)	
75	437,5	19 800	0,118		866 (—6)	
76	442,5	20 200	0,113		125 (—5)	
77	447,5	21 800	0,108		149 (—5)	
78	452,5	23 600	0,103		171 (—5)	
79	457,5	23 100	0,0985		212 (—5)	
80	462,5	23 900	0,0942		357 (—5)	
81	467,5	23 800	0,0901		368 (—5)	
82	472,5	23 900	0,0863		406 (—5)	
83	477,5	24 400	0,0826		489 (—5)	
84	482,5	25 100	0,0792		711 (—5)	
85	487,5	23 000	0,0759		843 (—5)	
86	492,5	23 900	0,0728		828 (—5)	
87	497,5	24 800	0,0699		909 (—5)	
88	502,5	24 000	0,0671		122 (—4)	
89	507,5	24 600	0,0644		162 (—4)	
90	512,5	24 900	0,0619		158 (—4)	
91	517,5	23 200	0,0595		160 (—4)	
92	522,5	23 900	0,0572		178 (—4)	
93	527,5	24 200	0,0550		207 (—4)	
94	532,5	25 500	0,0530		255 (—4)	
95	537,5	25 100	0,0510		274 (—4)	
96	542,5	24 900	0,0491		288 (—4)	
97	547,5	25 500	0,0473		307 (—4)	
98	552,5	25 300	0,0456		317 (—4)	
99	557,5	25 400	0,0434		336 (—4)	
100	562,5	25 000	0,0418		388 (—4)	
101	567,5	25 700	0,0404		431 (—4)	
102	572,5	25 800	0,0390		467 (—4)	
103	577,5	26 700	0,0376		475 (—4)	
104	582,5	27 000	0,0363		455 (—4)	
105	587,5	26 200	0,0351		435 (—4)	
106	592,5	26 900	0,0339		442 (—4)	
107	597,5	26 300	0,0328		461 (—4)	
108	602,5	26 800	0,0317		489 (—4)	
109	607,5	26 600	0,0306		484 (—4)	
110	612,5	25 900	0,0296		454 (—4)	
111	617,5	26 900	0,0287		424 (—4)	
112	622,5	26 100	0,0277		390 (—4)	
113	627,5	26 200	0,0268		360 (—4)	
114	632,5	26 200	0,0260		343 (—4)	
115	637,5	26 200	0,0252		317 (—4)	
116	642,5	26 300	0,0244		274 (—4)	
117	647,5	26 000	0,0236		261 (—4)	
118	652,5	25 500	0,0229		242 (—4)	
119	657,5	24 800	0,0222		220 (—4)	
120	662,5	25 700	0,0215		202 (—4)	
121	667,5	26 100	0,0209		185 (—4)	
122	672,5	26 100	0,0203		167 (—4)	
123	677,5	26 200	0,0197		154 (—4)	
124	682,5	26 200	0,0191		142 (—4)	
125	687,5	25 700	0,0185		125 (—4)	
126	692,5	25 200	0,0180		112 (—4)	
127	697,5	26 000	0,0175		102 (—4)	
128	702,5	25 800	0,0170		920 (—5)	
129	707,5	25 200	0,0165		840 (—5)	
130	712,5	25 100	0,0160		770 (—5)	
131	717,5	24 800	0,0156		690 (—5)	
132	722,5	24 500	0,0152		630 (—5)	
133	727,5	24 800	0,0147		570 (—5)	
134	732,5	24 500	0,0143		525 (—5)	
135	737,5	24 400	0,0139		475 (—5)	
136	742,5	23 900	0,0136		447 (—5)	
137	747,5	24 000	0,0132		420 (—5)	
138	752,5	24 100	0,0129		375 (—5)	
139	757,5	24 000	0,0125		325 (—5).	

№ п/п	Спектральный интервал (нм) от 175,439 до	Поток фотонов, 10^{11} см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$	Сечение поглощения O_2 континуум Герцберга, 10^{-24} см^2	Сечение поглощения O_2 континуум Герцберга, 10^{-24} см^2	Сечение поглощения O_3, 10^{-19} см^2	
					$T=203$ К	$T=273$ К
140	762,5	23 800	0,0122		292 (—5)	
141	767,5	23 400	0,0199		276 (—5)	
142	772,5	23 200	0,0116		270 (—5)	
143	777,5	23 000	0,0113		280 (—5)	
144	782,5	23 300	0,0110		285 (—5)	
145	787,5	23 400	0,0107		252 (—5)	
146	792,5	22 900	0,0104		220 (—5)	
147	797,5	22 900	0,0102		182 (—5)	
148	802,5	22 700	0,00990		163 (—5)	
149	807,5	22 700	0,00966		175 (—5)	
150	812,5	22 000	0,00942		190 (—5)	
151	817,5	22 200	0,00919		185 (—5)	
152	822,5	21 800	0,00896		170 (—5)	
153	827,5	22 000	0,00875		152 (—5)	
154	832,5	21 400	0,00853		142 (—5)	
155	837,5	21 400	0,00833		140 (—5)	
156	842,5	21 300	0,00813		140 (—5)	
157	847,5	20 900	0,00794		142 (—5)	
158	852,5	20 500	0,00775		145 (—5)	

1982—1984 гг. по данным спутника SME [26]. Короткопериодные вариации интенсивности линии обусловлены вращением Солнца с периодом 27 сут, при этом квазихаотическая изменчивость связана с распределением активных зон по «поверхности» Солнца.

В зависимости от уровня солнечной активности (индекс солнечной активности * $F_{10,7}$) интенсивность линии может изменяться в два раза [43]. В табл. 14.5.2 приведены значения потока фотонов в линии L_α с данными одновременных измерений индекса $F_{10,7}$, а также в интервале 130—175 нм.

Таблица 14.5.2

Измеренные значения потока фотонов в линии L_α (121,6 нм) и спектральном интервале 130—175 нм

Дата измерения	Поток фотонов		$F_{10,7}$	Источник
	в линии 10^{11} см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$	130—175 нм 10^{12} см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$		
5 VI 1979	5,0	1,5	230,2	[50]
15 VII 1980	5,5	1,3	218,4	[46]
12 V 1982	3,3	—	142,2	[47]
17 V 1982	—	0,80	142,2	[47]
12 I 1983	3,0	—	135,7	[48]
25 VI 1983	2,7	0,72	136,7	[49]

В работе [26] для спокойного Солнца рекомендовано значение потока фотонов в линии L_α $2{,}25\cdot10^{11}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$ (±15 %).

Для связи между потоком фотонов в линии L_α и $F_{10,7}$ предложено следующее соотношение [28] (погрешность $\pm$ 20 %):

$$q_{L_\alpha}=2,25\cdot10^{11}+0,014\cdot10^{11}\,(F_{10,7}-65).$$

В табл. 14.5.3 приведены данные о сечении поглощения молекулярного кислорода вблизи линии L_α.

* Поток энергии радиоизлучения Солнца на длине волны 10,7 см.

Таблица 14.5.3

Данные измерений сечений поглощения O_2 (10^{-21} см^2) вблизи линии L_α [58]

Длина волны, нм	Температура, К						
	298	294	195	82	288	203	84
	[55]	[29]			[45]		
121,46		31,9	32,7	32,3	36,3	38,1	40,3
121,47					32,3	33,6	35,2
121,48	37,2	24,9	26,0	25,3	28,7	30,2	31,4
121,49					24,6	25,9	27,4
121,50	26,2	19,6	20,8	18,2	21,8	23,1	23,5
121,51					19,4	19,9	20,1
121,52	20,2	15,0	14,2	13,5	16,9	17,7	17,4
121,53					15,1	15,4	14,9
121,54	15,2	12,2	12,5	10,6	12,8	13,1	12,9
121,55					11,6	11,3	11,7
121,56					10,4	9,7	10,3
121,563	1,13	10,52					
121,57					9,1	8,3	8,4
121,572	1,03	9,52					
121,58		9,33	7,8	7,3	9,1	8,2	7,7
121,59					8,3	7,6	7,0
121,60	9,45	8,77	6,6	6,7	8,3	6,6	6,3
121,61					8,1	6,6	5,8
121,62	9,63	9,00	6,8	5,6	8,2	6,4	5,2
121,63					8,4	6,6	5,3
121,64	10,1	9,29	7,9	5,3	8,8	6,6	5,3
121,65					9,4	7,4	5,7
121,66	11,8	10,2	7,77	6,0	10,0	7,9	6,0
121,67					10,0	8,6	6,7
121,68	13,8	12,8	9,6	6,7	12,0	9,1	7,1
121,69					13,2	10,3	8,0
121,70	16,7	14,6	10,8	8,2	14,2	11,6	9,3

Таблица 14.5.4

Список некоторых процессов фотодиссоциации [25]

Процесс	Квантовый выход (канал)	Номера спектральных интервалов
$O_2 + h\nu \to O(^3P) + O(^3P)$	Φ_1	1—32
$O_3 + h\nu \to O(^3P) + O_2$	Φ_2	51—158
$O_3 + h\nu \to O(^1Д) + O_2$	Φ_3	1—50
$H_2O_2 + h\nu \to OH + OH$	Φ_4	20—58
$CO_2 + h\nu \to CO + O$	Φ_5	1—17
$CH_3O_2H + h\nu \to CH_3O + OH$	Φ_6	24—58
$CH_2O + h\nu \to H_2 + CO$	Φ_7	32—60
$CH_2O + h\nu \to H + CHO$	Φ_8	32—60
$N_2O + h\nu \to N_2 + O(^1Д)$	Φ_9	1—51
$NO_2 + h\nu \to NO + O$	Φ_{10}	7—70
$NO_2 + h\nu \to NO + O(^1Д)$	Φ_{11}	7—70
$HNO_3 + h\nu \to HO + NO_2$	Φ_{12}	4—52
$N_2O_5 + h\nu \to NO_2 + NO_3$	Φ_{13}	18—64
$CH_3Cl + h\nu \to CH_3 + Cl$	Φ_{14}	1—23
$Cl_2 + h\nu \to Cl + Cl$	Φ_{15}	30—78
$CCl_4 + h\nu \to CCl_3 + Cl$	Φ_{16}	1—30
$CCl_4 + h\nu \to CCl_2 + 2Cl$	Φ_{17}	1—30
$CFCl_3 + h\nu \to CFCl_2 + Cl$	Φ_{18}	1—30
$CFCl_3 + h\nu \to CFCl + 2Cl$	Φ_{19}	1—30
$CF_2Cl_2 + h\nu \to CF_2Cl + Cl$	Φ_{20}	1—26
$CF_2Cl_2 + h\nu \to CF_2 + 2Cl$	Φ_{21}	1—26
$HCl + h\nu \to H + Cl$	Φ_{22}	1—24
$HOCl + h\nu \to Cl + HO$	Φ_{23}	15—72
$ClO + h\nu \to Cl + O$	Φ_{24}	39—48
$ClONO_2 + h\nu \to Cl + NO_3$	Φ_{25}	10—68
$HO_2NO_2 + h\nu \to HO_2 + NO_2$	Φ_{26}	10—54

14.5.2. Спектроскопические данные для расчета фотодиссоциации

В табл. 14.5.4 приведен список реакций фотодиссоциации, представляющих повышенный интерес для химии средней атмосферы с указанием номеров спектральных интервалов (см. табл. 14.5.1), в которых сечение поглощения указанного компонента имеет значимую величину, а также номер каналов* фотодиссоциации.

В табл. 14.5.5 приведены средние для различных спектральных каналов значения сечений поглощения и квантовых выходов для процессов, указанных в табл. 14.5.4.

Параметризация сечений поглощения O_2 и NO в полосах Шумана—Рунге. Сечение поглощения O_2 в полосах Шумана—Рунге имеет тонкую колебательную структуру, и расчет функции пропускания в конечных спектральных интервалах в полосах Шумана—Рунге встречается с трудностями, аналогичными описанным в п. 14.4.

В работе [25] на основе имеющихся спектроскопических данных высокого разрешения рассчитаны эффективные сечения поглощения в спектральных интервалах № 1—17 (см. табл. 14.5.1) и предложена их параметризация для высот ниже 120 км в следующем виде (z — высота, θ_S — зенитный угол Солнца):

$$\sigma_i(z,\ \theta_S)/\sigma_i(z,\ 0) = (\sec\theta_S)^{-C_i(z)}, \qquad (14.5.1)$$

где

$$\lg \sigma_i(z,\ 0) = \sum_j a_{ij} X_i(z)^{j-1} \qquad (14.5.2)$$

и

$$\lg C_i(z) = \sum_j b_{ij} [\lg N(z)]^{j-1}, \qquad (14.5.3)$$

i — номер спектрального интервала, $N(z) = \int_z^\infty [O_2(z)]\,dz$.

Физический смысл параметра X_i и значения постоянных коэффициентов формулы (14.5.2) приведены в табл. 14.5.6, а коэффициенты формулы (14.5.3) — в табл. 14.5.7.

Максимальные погрешности, приведенные в табл. 14.5.6 и 14.5.7, фактически имеют место тогда, когда значение функции пропускания в заданном спектральном интервале пренебрежимо мало (почти полное поглощение). В более умеренных ситуациях (не слишком большие оптические толщины) погрешность параметризации не превышает нескольких процентов (см. [25]) для заданного высотного профиля температуры.

С использованием формул (14.5.1)—(14.5.3) функция пропускания в i-м спектральном интервале рассчитывается как

$$T_i(z,\ \theta_S) = \exp\left\{-\int_z^\infty \sigma_i(z',\ \theta_S)[O_2(z')]\sec\theta_S\,dz'\right\}, \qquad (14.5.4)$$

а частота фотодиссоциации O_2 (вклад поглощения в z-м интервале):

$$J_i(z,\ \theta_S) = \sigma_i(z,\ \theta_S)\,T_i(z,\ \theta_S)\,F_i, \qquad (14.5.5)$$

где F_i — внеатмосферный поток фотонов в i-м спектральном интервале (см. табл. 14.5.1).

Параметризация (14.5.1)—(14.5.3) учитывает поглощение в полосах и континууме Шумана—Рунге, но не учитывает вклад континуума Герцберга.

В работе [25] предложена также параметризация эффективных сечений поглощения в предиссоционных полосах $\delta(0—0)$ и $\delta(1—0)$ молекулы NO. Полоса $\delta(0—0)$ NO приходится на спектральные интервалы 9 и 10, а $\delta(1—0)$ — 4 и 5, перенос излучения в которых определяется соответствующими полосами Шумана—Рунге O_2, а также O_3 (в нижней стратосфере). Частота диссоциации дается выражением

$$J(z,\ \theta_S) = \sigma_{NO}(z,\ \theta_S)\{T_m(z,\ \theta_S)F_m + T_n(z,\ \theta_S)F_n\}\exp[-\tau(O_3,\ z)\sec\theta_S], \qquad (14.5.6)$$

где $m = 9$, $n = 10$ для полосы $\delta(0—0)$ и $m = 4$, $n = 5$ для $\delta(1—0)$, $T_{m,n}$ даются формулой (14.5.4). Эффективное сечение $\sigma_{NO}(z, \theta_S)$ рассчитывается по формулам (14.5.1)—(14.5.3),

* Фотодиссоциация в общем случае может проходить с образованием различных продуктов (по различным «каналам»).

Таблица 14.5.5

Сечение поглощения и квантовые выходы для ряда фотодиссоционных процессов [26]

O_2^*

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_1	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_1
1	1,50 (—19)	1	16	7,50 (—24)	1
2	1,19 (—19)	1	17	7,25 (—24)	1
3	6,47 (—20)	1	18	6,94 (—24)	1
4	5,20 (—20)	1	19	6,58 (—24)	1
5	3,02 (—20)	1	20	6,16 (—24)	1
6	1,40 (—20)	1	21	5,71 (—24)	1
7	7,57 (—21)	1	22	5,24 (—24)	1
8	3,48 (—21)	1	23	4,73 (—24)	1
9	1,44 (—21)	1	24	4,24 (—24)	1
10	6,04 (—22)	1	25	3,75 (—24)	1
11	5,72 (—22)	1	26	3,27 (—24)	1
12	1,87 (—22)	1	27	2,81 (—24)	1
13	5,40 (—23)	1	28	2,38 (—24)	1
14	1,83 (—23)	1	29	1,99 (—24)	1
15	1,54 (—23)	1	30	1,65 (—24)	1
			31	1,33 (—24)	1
			32	1,07 (—24)	1

* Значения сечений поглощения в полосах Шумана—Рунге приведены приближенно для оценки; более точные параметризации [25] приведены в подразделе «Сечения поглощения O_2 в полосах Шумана—Рунге» в п. 14.4.1.

O_3

См. табл. 14.5.1

$\Phi_2 = \Phi_3 = 0 \quad i = 1,14$

$\Phi_2 = 0;\ \Phi_3 = 1 \quad i = 15,49$

$\Phi_2 = 1;\ \Phi_3 = 0 \quad i = 50,158$

H_2O_2

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_4	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_4
20	3,55 (—19)	1	40	3,75 (—20)	1
21	3,35 (—19)	1	41	3,10 (—20)	1
22	3,17 (—19)	1	42	2,60 (—20)	1
23	2,88 (—19)	1	43	2,12 (—20)	1
24	2,58 (—19)	1	44	2,63 (—20)	1
25	2,37 (—19)	1	45	1,32 (—20)	1
26	2,10 (—19)	1	46	1,06 (—20)	1
27	1,90 (—19)	1	47	8,55 (—21)	1
28	1,71 (—19)	1	48	6,80 (—21)	1
29	1,58 (—19)	1	49	5,18 (—21)	1
30	1,44 (—19)	1	50	4,20 (—21)	1
31	1,34 (—19)	1	51	3,00 (—21)	1
32	1,19 (—19)	1	52	2,40 (—21)	1
33	1,05 (—19)	1	53	1,90 (—21)	1
34	9,60 (—20)	1	54	1,50 (—21)	1
35	8,45 (—20)	1	55	1,17 (—21)	1
36	7,35 (—20)	1	56	9,00 (—22)	1
37	6,25 (—20)	1	57	6,75 (—22)	1
38	5,30 (—20)	1	58	5,00 (—22)	1
39	4,40 (—20)	1			

CO_2

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_5	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_5
1	4,25 (—21)	1	9	7,73 (—23)	1
2	2,82 (—21)	1	10	4,65 (—23)	1
3	1,54 (—21)	1	11	2,64 (—23)	1
4	1,15 (—21)	1	12	1,85 (—23)	1
5	7,12 (—22)	1	13	6,87 (—24)	1
6	4,40 (—22)	1	14	3,33 (—24)	1
7	3,09 (—22)	1	15	1,53 (—24)	1
8	1,43 (—22)	1	16	9,01 (—25)	1

CH_3O_2H

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_6	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_6
24	2,10 (—19)	1	42	1,83 (—20)	1
25	1,81 (—19)	1	43	1,50 (—20)	1
26	1,62 (—19)	1	44	1,26 (—20)	1
27	1,47 (—19)	1	45	1,01 (—20)	1
28	1,28 (—19)	1	46	8,40 (—21)	1
29	1,14 (—19)	1	47	7,00 (—21)	1
30	1,02 (—19)	1	48	5,60 (—21)	1
31	8,90 (—20)	1	49	4,22 (—21)	1
32	8,20 (—20)	1	50	3,40 (—21)	1
33	7,20 (—20)	1	51	2,50 (—21)	1
34	6,35 (—20)	1	52	1,90 (—21)	1
35	5,55 (—20)	1	53	1,45 (—21)	1
36	4,70 (—20)	1	54	1,10 (—21)	1
37	4,12 (—20)	1	55	8,40 (—22)	1
38	3,60 (—20)	1	56	6,00 (—22)	1
39	3,15 (—20)	1	57	5,00 (—22)	1
40	2,70 (—20)	1	58	4,00 (—22)	1
41	2,28 (—20)	1			

CH_2O

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_7	Φ_8	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_7	Φ_8
32	5,00 (—22)	0,50	0,21	47	3,27 (—20)	0,23	0,77
33	8,50 (—22)	0,51	0,23	48	3,29 (—20)	0,21	0,79
34	1,20 (—21)	0,51	0,25	49	3,23 (—20)	0,20	0,80
35	1,80 (—21)	0,51	0,27	50	3,10 (—20)	0,21	0,79
36	2,60 (—21)	0,51	0,29	51	2,82 (—20)	0,27	0,73
37	3,80 (—21)	0,51	0,31	52	2,40 (—20)	0,35	0,64
38	5,20 (—21)	0,51	0,34	53	2,40 (—20)	0,54	0,46
39	6,40 (—21)	0,50	0,38	54	2,40 (—20)	0,61	0,31
40	7,80 (—21)	0,49	0,42	55	2,24 (—20)	1	0
41	1,00 (—20)	0,47	0,47	56	2,00 (—20)	1	0
42	1,34 (—20)	0,43	0,53	57	1,57 (—20)	1	0
43	2,37 (—20)	0,40	0,60	58	8,00 (—21)	1	0
44	2,75 (—20)	0,34	0,65	59	4,25 (—21)	1	0
45	3,06 (—20)	0,30	0,70	60	2,00 (—21)	1	0
46	3,24 (—20)	0,26	0,74				

N_2O *

Номер участка спектра	B	Φ_9	A	Номер участка спектра	B	Φ_9	A
1	1,35 (—19)	1	0,6892 (—3)	26	2,53 (—22)	1	0,1414 (—1)
2	1,43 (—19)	1	0,7475 (—3)	27	1,38 (—22)	1	0,1494 (—1)
3	1,48 (—19)	1	0,8153 (—3)	28	7,46 (—23)	1	0,1542 (—1)
4	1,51 (—19)	1	0,8936 (—3)	29	4,02 (—23)	1	0,1550 (—1)
5	1,50 (—19)	1	0,9872 (—3)	30	2,17 (—23)	1	0,1509 (—1)
6	1,47 (—19)	1	0,1099 (—2)	31	1,17 (—23)	1	0,1416 (—1)
7	1,40 (—19)	1	0,1228 (—2)	32	1,41 (—23)	1	0
8	1,30 (—19)	1	9,1382 (—2)	33	1,02 (—23)	1	0
9	1,17 (—19)	1	0,1566 (—2)	34	7,55 (—24)	1	0
10	1,04 (—19)	1	0,1779 (—2)	35	5,80 (—24)	1	0
11	9,00 (—20)	1	0,2033 (—2)	36	5,05 (—24)	1	0
12	7,42 (—20)	1	0,2335 (—2)	37	4,70 (—24)	1	0
13	6,03 (—20)	1	0,2683 (—2)	38	4,65 (—24)	1	0
14	4,75 (—20)	1	0,3095 (—2)	39	4,80 (—24)	1	0

Номер участка спектра	B	Φ_9	A	Номер участка спектра	B	Φ_9	A
			N_2O*				
15	3,63 (—20)	1	0,3580 (—2)	40	5,00 (—24)	1	0
16	2,68 (—20)	1	0,4148 (—2)	41	5,35 (—24)	1	0
17	1,92 (—20)	1	0,4809 (—2)	42	5,65 (—24)	1	0
18	1,34 (—20)	1	0,5552 (—2)	43	6,00 (—24)	1	0
19	9,09 (—21)	1	0,6399 (—2)	44	5,65 (—24)	1	0
20	5,90 (—21)	1	0,7372 (—2)	45	5,20 (—24)	1	0
21	3,75 (—21)	1	0,8421 (—2)	46	5,00 (—24)	1	0
22	2,31 (—21)	1	0,9553 (—2)	47	5,00 (—24)	1	0
23	1,37 (—21(	1	0,1076 (—1)	48	4,90 (—24)	1	0
24	8,02 (—22)	1	0,1196 (—1)	49	4,15 (—24)	1	0
25	4,58 (—22)	1	0,1310 (—1)	50	3,20 (—24)	1	0
				51	1,00 (—24)	1	0

* $\sigma N_2O = B \cdot \exp\,[T - 300) \cdot A]$, где T — температура, K.

HNO_3

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{12}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{12}
4	1,22 (—17)	1	29	4,15 (—20)	1
5	1,22 (—17)	1	30	3,32 (—20)	1
6	1,22 (—17)	1	31	2,60 (—20)	1
7	1,22 (—17)	1	32	2,32 (—20)	1
8	1,22 (—17)	1	33	2,08 (—20)	1
9	1,22 (—17)	1	34	2,00 (—20)	1
10	1,22 (—17)	1	35	1,95 (—20)	1
11	1,06 (—17)	1	36	1,94 (—20)	1
12	8,95 (—18)	1	37	1,92 (—20)	1
13	7,45 (—18)	1	38	1,88 (—20)	1
14	6,00 (—18)	1	39	1,81 (—20)	1
15	6,87 (—18)	1	40	1,68 (—20)	1
16	3,50 (—18)	1	41	1,53 (—20)	1
17	2,38 (—18)	1	42	1,35 (—20)	1
18	1,62 (—18)	1	43	1,25 (—20)	1
19	1,23 (—18)	1	44	9,45 (—21)	1
20	6,95 (—19)	1	45	7,40 (—21)	1
21	4,25 (—19)	1	46	5,45 (—21)	1
22	2,60 (—19)	1	47	3,85 (—21)	1
23	1,78 (—19)	1	48	2,60 (—21)	1
24	1,25 (—19)	1	49	1,60 (—21)	1
25	9,70 (—20)	1	50	9,50 (—22)	1
26	7,90 (—20)	1	51	4,70 (—22)	1
27	6,35 (—20)	1	52	1,80 (—22)	1
28	5,15 (—20)	1			

NO_2

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{10}	Φ_{11}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{10}	Φ_{11}
7	2,64 (—19)	0	1	39	2,03 (—20)	1	0
8	2,77 (—19)	0	1	40	2,80 (—20)	1	0
9	2,88 (—19)	0	1	41	3,50 (—20)	1	0
10	3,25 (—19)	0	1	42	4,40 (—20)	1	0
11	3,85 (—19)	0	1	43	5,40 (—20)	1	0
12	4,18 (—19)	0	1	44	6,50 (—20)	1	0
13	3,52 (—19)	0	1	45	7,30 (—20)	1	0
14	2,72 (—19)	0	1	46	7,80 (—20)	1	0
15	2,67 (—19)	0	1	47	9,00 (—20)	0,984	0
16	3,26 (—19)	0	1	48	1,50 (—19)	0,980	0
17	3,76 (—19)	0	1	49	1,68 (—19)	0,976	0
18	3,83 (—19)	0	1	50	1,83 (—19)	0,972	0
19	3,84 (—19)	0	1	51	2,19 (—19)	0,968	0
20	3,91 (—19)	0	1	52	2,35 (—19)	0,964	0

NO_2

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{10}	Φ_{11}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{10}	Φ_{11}
21	3,99 (—19)	0	1	53	2,54 (—19)	0,969	0
22	4,02 (—19)	0	1	54	2,91 (—19)	0,956	0
23	4,01 (—19)	0	1	55	3,14 (—19)	0,952	0
24	3,85 (—19)	0	1	56	3,23 (—19)	0,948	0
25	3,56 (—19)	0	1	57	3,43 (—19)	0,944	0
26	3,09 (—19)	0	1	58	3,11 (—19)	0,940	0
27	2,65 (—19)	0	1	59	4,37 (—19)	0,936	0
28	2,15 (—19)	0	1	60	3,90 (—19)	0,932	0
29	1,67 (—19)	0	1	61	5,37 (—19)	0,928	0
30	1,19 (—19)	0	1	62	4,87 (—19)	0,924	0
31	7,50 (—20)	0	1	63	5,00 (—19)	0,740	
32	5,30 (—20)	0	1	64	5,93 (—19)	0,810	
33	4,00 (—20)	0	1	65	5,79 (—19)	0,700	
34	3,10 (—20)	1	0	66	5,49 (—19)	0,740	
35	2,74 (—20)	1	0	67	5,62 (—19)	0,800	
36	1,80 (—20)	1	0	68	6,66 (—19)	0,650	
37	1,50 (—20)	1	0	69	5,96 (—19)	0,350	
38	2,00 (—20)	1	0	70	5,32 (—19)	0,140	

N_2O_5 *

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{13}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{13}
18	6,15 (—18)	1	33	4,43 (—19)	1
19	5,45 (—18)	1	34	3,75 (—19)	1
20	4,60 (—18)	1	35	3,12 (—19)	1
21	3,72 (—18)	1	36	2,62 (—19)	1
22	2,98 (—18)	1	37	2,32 (—19)	1
23	2,37 (—18)	1	38	2,00 (—19)	1
24	1,90 (—18)	1	39	1,78 (—19)	1
25	1,50 (—18)	1	40	1,60 (—19)	1
26	1,23 (—18)	1	41	1,41 (—19)	1
27	1,00 (—18)	1	42	1,20 (—19)	1
28	8,68 (—19)	1	43	1,07 (—19)	1
29	7,60 (—19)	1			
30	6,70 (—19)	1			
31	5,90 (—19)	1			
32	5,12 (—19)	1			

* Для №№ 44—64 $\sigma N_2O_5 = 1{,}54 \cdot 10^{-19} \cdot \exp((4728{,}48 - 17{,}1263\,\lambda)/T)$; λ — длина волны, нм; T — температура, K.

CH_3Cl

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{14}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{14}
1	9,20 (—19)	1	12	4,60 (—20)	1
2	7,80 (—19)	1	13	3,10 (—20)	1
3	6,70 (—19)	1	14	2,10 (—20)	1
4	5,45 (—19)	1	15	1,35 (—20)	1
5	4,25 (—19)	1	16	8,30 (—21)	1
6	3,27 (—19)	1	17	5,65 (—21)	1
7	2,50 (—19)	1	18	3,65 (—21)	1
8	1,85 (—19)	1	19	2,27 (—21)	1
9	1,33 (—19)	1	20	1,25 (—21)	1
10	9,80 (—20)	1	21	9,00 (—22)	1
11	6,55 (—20)	1	22	4,55 (—22)	1
			23	3,10 (—22)	1

CCl_4							
Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{16}	Φ_{17}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{16}	Φ_{17}
1	1,05 (—17)	0,31	0,69	15	6,30 (—19)	0,63	0,37
2	9,98 (—18)	0,33	0,68	16	6,10 (—19)	0,66	0,33
3	8,35 (—18)	0,35	0,65	17	5,85 (—19)	0,70	0,27
4	6,85 (—18)	0,36	0,64	18	5,40 (—19)	0,75	0,23
5	5,40 (—18)	0,38	0,62	19	4,95 (—19)	0,80	0,20
6	4,22 (—18)	0,39	0,60	20	4,15 (—19)	0,83	0,17
7	3,15 (—18)	0,41	0,58	21	3,43 (—19)	0,86	0,11
8	2,32 (—18)	0,43	0,56	22	2,72 (—19)	0,90	0,09
9	1,55 (—18)	0,45	0,55	23	2,08 (—19)	0,93	0,06
10	1,11 (—18)	0,46	0,54	24	1,48 (—19)	0,96	0,04
11	8,05 (—19)	0,49	0,50	25	1,02 (—19)	0,97	0
12	7,00 (—19)	0,53	0,45	26	7,20 (—20)	0,98	0
13	6,65 (—19)	0,57	0,41	27	5,05 (—20)	0,99	0
14	6,45 (—19)	0,60	0,39	28	3,35 (—20)	1,00	0
				29	2,20 (—20)	1,00	0
				30	1,42 (—20)	1,00	0

Cl_2					
Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{15}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{15}
30	8,00 (—22)	1	54	2,55 (—19)	1
31	8,00 (—22)	1	55	2,46 (—19)	1
32	8,00 (—22)	1	56	2,36 (—19)	1
33	1,05 (—21)	1	57	2,12 (—19)	1
34	1,20 (—21)	1	58	1,89 (—19)	1
35	1,20 (—21)	1	59	1,60 (—19)	1
36	1,68 (—21)	1	60	1,31 (—19)	1
37	2,30 (—21)	1	61	1,07 (—19)	1
38	2,30 (—21)	1	62	8,30 (—20)	1
39	5,46 (—21)	1	63	6,60 (—20)	1
40	8,80 (—21)	1	64	4,90 (—20)	1
41	8,80 (—21)	1	65	4,10 (—20)	1
42	2,22 (—20)	1	66	3,30 (—20)	1
43	2,70 (—20)	1	67	2,60 (—20)	1
44	3,37 (—20)	1	68	1,90 (—20)	1
45	6,40 (—20)	1	69	1,60 (—20)	1
46	6,50 (—20)	1	70	1,30 (—20)	1
47	1,09 (—19)	1	71	1,15 (—20)	1
48	1,20 (—19)	1	72	9,9 (—21)	1
49	1,53 (—19)	1	73	8,60 (—21)	1
50	1,85 (—19)	1	74	7,30 (—21)	1
51	2,11 (—19)	1	75	6,30 (—21)	1
52	2,36 (—19)	1	76	5,30 (—21)	1
53	2,46 (—19)	1	77	4,35 (—21)	1
			78	3,40 (—21)	1

$CFCl_3$ (ХФУ-11)							
Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{18}	Φ_{19}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{18}	Φ_{19}
1	3,11 (—18)	0,63	0,37	13	9,03 (—19)	0,80	0,20
2	3,04 (—18)	0,64	0,36	14	7,30 (—19)	0,82	0,18
3	3,06 (—18)	0,65	0,35	15	5,73 (—19)	0,84	0,16
4	2,97 (—18)	0,66	0,34	16	4,52 (—19)	0,86	0,12
5	2,85 (—18)	0,67	0,33	17	3,33 (—19)	0,88	0,10
6	2,60 (—18)	0,69	0,31	18	2,39 (—19)	0,90	0,09
7	2,43 (—18)	0,70	0,30	19	1,68 (—19)	0,92	0,08
8	2,17 (—18)	0,71	0,29	20	1,15 (—19)	0,94	0,06
9	1,86 (—18)	0,72	0,28	21	7,69 (—20)	0,95	0
10	1,59 (—18)	0,74	0,26	22	5,00 (—20)	0,97	0
11	1,33 (—18)	0,76	0,24	23	3,10 (—20)	0,98	0
12	1,11 (—18)	0,78	0,22	24	2,00 (—20)	1,00	0
				25	1,20 (—20)	1,0	0
				26	8,00 (—21)	1,0	0

CF_2Cl_2 (ХФУ-12)							
Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{20}	Φ_{21}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{20}	Φ_{21}
1	1,83 (—18)	0,61	0,39	13	1,66 (—19)	0,70	0,28
2	1,85 (—18)	0,61	0,39	14	1,08 (—19)	0,72	0,27
3	1,75 (—18)	0,62	0,38	15	6,87 (—20)	0,74	0,26
4	1,70 (—18)	0,63	0,37	16	4,36 (—20)	0,77	0,23
5	1,57 (—18)	0,64	0,36	17	2,59 (—20)	0,80	0,20
6	1,37 (—18)	0,64	0,36	18	1,50 (—20)	0,82	0,18
7	1,06 (—18)	0,64	0,36	19	8,90 (—21)	0,84	0,16
8	8,54 (—19)	0,65	0,35	20	5,10 (—21)	0,85	0,15
9	6,46 (—19)	0,66	0,34	21	2,90 (—21)	0,87	0,12
10	4,87 (—19)	0,67	0,33	22	1,70 (—21)	0,90	0,10
11	5,53 (—19)	0,68	0,31	23	9,50 (—22)	0,93	0,07
12	2,45 (—19)	0,69	0,29	24	5,00 (—22)	0,96	0,04
				25	5,00 (—22)	0,97	0,02
				26	5,00 (—22)	0,98	0,0

HOCl					
Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{23}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{23}
15	5,25 (—20)	1	40	6,75 (—20)	1
16	5,35 (—20)	1	41	5,75 (—20)	1
17	5,45 (—20)	1	42	5,17 (—20)	1
18	5,65 (—20)	1	43	4,80 (—20)	1
19	6,00 (—20)	1	44	4,95 (—20)	1
20	6,65 (—20)	1	45	5,15 (—20)	1
21	7,65 (—20)	1	46	5,55 (—20)	1
22	8,60 (—20)	1	47	5,90 (—20)	1
23	1,00 (—19)	1	48	6,07 (—20)	1
24	1,18 (—19)	1	49	6,30 (—20)	1
25	1,38 (—19)	1	50	6,20 (—20)	1
26	1,56 (—19)	1	51	5,65 (—20)	1
27	1,75 (—19)	1	52	5,00 (—20)	1
28	1,90 (—19)	1	53	4,40 (—20)	1
29	2,00 (—19)	1	54	3,70 (—20)	1
30	2,13 (—19)	1	55	3,12 (—20)	1
31	2,21 (—19)	1	56	2,40 (—20)	1
32	2,19 (—19)	1	57	1,87 (—20)	1
33	2,08 (—19)	1	58	1,40 (—20)	1
34	1,88 (—19)	1	59	1,07 (—20)	1
35	1,66 (—19)	1	60	8,00 (—21)	1
36	1,45 (—19)	1	61	5,90 (—21)	1
37	1,23 (—19)	1	62	4,50 (—21)	1
38	1,00 (—19)	1	63	3,38 (—21)	1
39	8,10 (—20)	1	64	2,40 (—21)	1
			65	1,92 (—21)	1
			66	1,50 (—21)	1
			67	8,40 (—22)	1
			68	5,00 (—22)	1
			69	4,46 (—22)	1
			70	4,22 (—22)	1
			71	4,10 (—22)	1
			72	4,00 (—22)	1

HCl					
Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{22}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см^2	Φ_{22}
1	9,60 (—19)	1	12	6,60 (—20)	1
2	7,95 (—19)	1	13	4,40 (—20)	1
3	6,50 (—19)	1	14	3,08 (—20)	1
4	5,15 (—19)	1	15	2,05 (—20)	1
5	4,20 (—19)	1	16	1,40 (—20)	1

HCl

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{22}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{22}
6	3,40 (—19)	1	17	9,40 (—21)	1
7	2,70 (—19)	1	18	6,55 (—21)	1
8	2,05 (—19)	1	19	4,55 (—21)	1
9	1,53 (—19)	1	20	2,85 (—21)	1
10	1,19 (—19)	1	21	1,70 (—21)	1
11	9,00 (—20)	1	22	1,02 (—21)	1
			23	6,35 (—21)	1
			24	4,40 (—21)	1

ClO

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{24}	Номер участка спркта	Сечение поглощения, см²	Φ_{24}
39	2,81 (—18)	1	44	5,05 (—18)	1
40	3,88 (—18)	1	45	3,78 (—18)	1
41	5,01 (—18)	1	46	3,44 (—18)	1
42	6,44 (—18)	1	47	1,99 (—18)	1
43	5,80 (—18)	1	48	1,55 (—18)	1

$ClONO_2$

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{25}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{25}
10	4,95 (—18)	1	42	1,32 (—19)	1
11	4,11 (—18)	1	43	1,06 (—19)	1
12	3,57 (—18)	1	44	8,20 (—20)	1
13	3,26 (—18)	1	45	6,30 (—20)	1
14	3,00 (—18)	1	46	4,85 (—20)	1
15	2,93 (—18)	1	47	3,40 (—20)	1
16	2,93 (—18)	1	48	2,38 (—20)	1
17	2,94 (—18)	1	49	1,76 (—20)	1
18	3,10 (—18)	1	50	1,28 (—20)	1
19	3,20 (—18)	1	51	8,92 (—21)	1
20	3,42 (—18)	1	52	6,30 (—21)	1
21	3,58 (—18)	1	53	4,63 (—21)	1
22	3,60 (—18)	1	54	3,53 (—21)	1
23	3,58 (—18)	1	55	2,83 (—21)	1
24	3,38 (—18)	1	56	2,46 (—21)	1
25	3,03 (—18)	1	57	2,14 (—21)	1
26	2,70 (—18)	1	58	1,98 (—21)	1
27	2,28 (—18)	1	59	1,82 (—21)	1
28	1,90 (—18)	1	60	1,70 (—21)	1
29	1,57 (—18)	1	61	1,55 (—21)	1
30	1,23 (—18)	1	62	1,42 (—21)	1
31	1,01 (—18)	1	63	1,28 (—21)	1
32	7,90 (—19)	1	64	1,13 (—21)	1
33	7,00 (—19)	1	65	9,80 (—22)	1
34	5,62 (—19)	1	66	9,00 (—22)	1
35	4,75 (—19)	1	67	6,90 (—22)	1
36	4,00 (—19)	1	68	5,60 (—22)	1
37	3,39 (—19)	1			
38	2,90 (—19)	1			
39	2,33 (—19)	1			
40	1,98 (—19)	1			
41	1,65 (—19)	1			

HO_2NO_2

Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{26}	Номер участка спектра	Сечение поглощения, см²	Φ_{26}
10	9,65 (—18)	1	35	3,95 (—19)	1
11	8,90 (—18)	1	36	3,58 (—19)	1
12	8,02 (—18)	1	37	3,10 (—19)	1
13	7,10 (—18)	1	38	2,60 (—19)	1
14	6,10 (—18)	1	39	2,25 (—19)	1
15	5,20 (—18)	1	40	1,92 (—19)	1
16	4,35 (—18)	1	41	1,60 (—19)	1
17	3,60 (—18)	1	42	1,26 (—19)	1
18	3,08 (—18)	1	43	9,50 (—20)	1
19	2,60 (—18)	1	44	6,95 (—20)	1
20	2,12 (—18)	1	45	4,95 (—20)	1
21	1,78 (—18)	1	46	3,42 (—20)	1
22	1,53 (—18)	1	47	2,29 (—20)	1
23	1,34 (—18)	1	48	1,51 (—20)	1
24	1,15 (—18)	1	49	1,08 (—20)	1
25	1,01 (—18)	1	50	7,00 (—21)	1
26	9,25 (—19)	1	51	4,00 (—21)	1
27	8,50 (—19)	1	52	3,00 (—21)	1
28	7,85 (—19)	1	53	2,00 (—21)	1
29	7,20 (—19)	1	54	1,00 (—21)	1
30	6,60 (—19)	1			
31	6,05 (—19)	1			
32	5,45 (—19)	1			
33	4,90 (—19)	1			
34	4,35 (—19)	1			

значения параметров которых приведены в табл. 14.5.8 и 14.5.9; кроме того, в (14.5.2) для σ_{NO} $X_i(z) = \lg P(z)$.

14.5.3. Параметризация потока УФ-радиации в атмосфере в диапазоне длин волн 280—380 нм

В работе [61] для расчета СПЭО УФ-радиацией в диапазоне длин волн 280—380 нм, зенитных углов Солнца 0—86°, высот 0—5 км и ненулевых альбедо подстилающей поверхности рекомендована нижеприведенная аналитическая параметризация.

Поток прямой солнечной УФ-радиации параметризуется в виде

$$D(\lambda,\ \theta_S,\ z) = \cos\theta_S H(\lambda) \exp\left\{-\sum_{i=1}^{4} \tau_i(\lambda)\, N_i(z)/\mu_i(\theta_S)\right\}, \quad (14.5.7)$$

где

$$H(\lambda) = H_b(\lambda)\left(1 + \sum_i A_i \exp\left[-(\lambda-\lambda_i)^2/2\sigma_i^2\right]\right), \quad (14.5.8)$$

$$H_b(\lambda) = 0{,}582\left(\frac{300}{\lambda}\right)^5 \frac{\exp(9{,}102) - 1}{\exp\left(9{,}102\,\frac{300}{\lambda} - 1\right)}$$

$$(\text{Вт/м}^2 \cdot \text{нм}), \quad (14.5.9)$$

параметры A_i, λ_i, σ_i см. табл. 14.5.10; $\mu_i(\theta_S) = [(\cos^2\theta_S + t_i)/(1 + t_i)]^{1/2}$ — обратные оптические массы для воздуха ($i = 1$), аэрозоля ($i = 2$, 4) и озона ($i = 3$); t_i — поправки на сферичность атмосферы (см. табл. 14.5.11); $\tau_i(\lambda) = w_i(0)k_i(\lambda)$ — оптическая толщина атмосферы по i-му компоненту для вертикальной трассы ($\theta_S = 0$); $w_i(0)$ — общее содержание рассеивающего (или поглощающего) компонента на уровне моря по вертикальной трассе; $k_i(\lambda)$ — коэффициент рассеяния (или поглощения) i-го компонента (i = 1 — воздух, рассеяние; 2 — аэрозоль, рассеяние; 3 — озон, поглощение; 4 — аэрозоль, поглощение); $N_i(z)$ — функция распределения оптической толщины по высоте, т. е. произведение $\tau_i \cdot N_i(z)$

Таблица 14.5.6

Значения параметров формулы (14.5.2) из [64]

i	X_i*	a_{i1}	$a_{i2}\cdot 10$	$a_{i3}\cdot 10^2$	$a_{i4}\cdot 10^2$
1	$p(z)$	—19,73602	—8,092231 (—1)	—48,39265	—10,41207
2		—20,52518	—8,193594 (—1)	—28,09525	—28,25028
3		—20,81294	—1,974461	—14,63684	—3,650741
4		—21,01413	—3,395648	—4,150888	51,251500
5		—21,29869	—4,063352	5,974212	1,51479
6		—21,53128	—4,147369	7,763767	1,905438
7		—21,58311	—4,164652	5,268362	1,655877
8		—21,84813	—4,753880	4,519945	3,228313
9		—22,00507	—4,628729	—5,022541	2,545036
10		—22,05527	—4,400648	—5,687308 (—1)	3,712279
11		—22,05261	—5,707936	—3,330207	5,959032
12		—22,28000	—3,960759	—2,995798	4,918104
13		—22,56145	—2,054719	—1,094205	2,079595
14		—22,75072	—5,823677 (—1)	—1,007612	2,404666
15	$T(z)$	—24,83327	3,411511 (—1)	—2,191960 (—2)	6,129866 (—5)
16	$T(z)$	—22,92537	1,177283 (—3)		
17	—	—22,91902			

i	$a_{i5}\cdot 10^3$	$a_{i6}\cdot 10^3$	$a_{i7}\cdot 10^4$	$a_{i8}\cdot 10^4$	$a_{i9}\cdot 10^4$	Максимальная погрешность параметризации
1	393,9418	298,4836	915,9857	133,3257	7,600642	1 %/100 км
2	78,45485	155,9252	640,6164	110,7629	7,059213	7 %/50 км
3	59,25869	23,23992	22,60529			11 %/50 км
4	40,81477	9,151056	—6,115106	—1,984326		9 %/40 км
5	51,51479	—2,401913	—83,43585	—19,560584	—1,390370	8 %/50 км
6						16 %/50 км
7						22 %/50 км
8	3,079373					14 %/55 км
9	57,91406	11,79966	—82,96877	—32,38368	—3,069686	9 %/50 км
10	6,025527					11 %/50 км
11	15,10540	1,000376				8 %/25 км
12	9,26908	—1,173411	—2,599386			5 %/110 км
13	3,769638					6 %/115 км
14	47,61876	4,169606	—7,126663	—22,63652	—1,971653	8 %/115 км
15	—6,227325 (—7)					1 %/20 км
16						1 %/115 км
17						1 %/120 км

* $T(z)$ — абсолютная температура на высоте z, К; $p(z)$ — давление на высоте z, гПа.

Таблица 14.5.7

Значения параметров формулы (14.5.3)

i	b_{i1}	b_{i2}	b_{i3}	b_{i4}	$b_{i5}\cdot 10^3$	Максимальная погрешность параметризации при $\theta_S=85°$
1	—2507,818	543,5242	—44,34785	1,613607	—22,08047	12 %/75 км
2	—2451,485	517,4617	—40,96948	1,441835	—19,03091	20 %/60 км
3	—700,8892	133,4594	—9,549089	3,048766 (—1)	—3,675314	12 %/100 км
4	—1943,757	391,8616	—29,66512	9,995864 (—1)	—12,65243	13 %/50 км
5	—1986,572	405,8984	—31,12428	1,061508	—13,58757	9 %/100 км
6	—2711,900	536,9941	—39,88965	1,317533	—16,32895	19 %/40 км
7	—2431,640	472,9722	—34,52121	1,120677	—13,65618	22 %/35 км
8	—37,01955	3,523290	—8,929223 (—2)			25 %/40 км
9	—1086,239	198,1847	—13,59057	4,155845 (—1)	—4,788462	14 %/65 км
10	—1213,108	227,7459	—16,12207	5,101389 (—1)	—6,090518	9 %/80 км
11	—83,34575	7,944254	—1,898894 (—1)			15 %/75 км
12	—213,9117	26,12729	—1,036749	1,317695 (—2)		9 %/70 км
13	—328,1301	43,07004	—1,870019	2,674331 (—2)		8 %/55 км
14	3033,416	—597,8911	43,70384	—1,406715	16,83967	1 %/35 км
15	—2,535815					1 %/85 км
16	—4,474937					1 %/85 км
17	—2,996639					2 %/35 км

Таблица 14.5.8

Значения параметров формулы (14.5.2) для NO

Полоса	$a_1 \cdot 10^{-1}$	$a_2 \cdot 10$	$a_3 \cdot 10^2$	$a_4 \cdot 10^2$	$a_5 \cdot 10^2$	$a_6 \cdot 10^3$	$a_7 \cdot 10^2$	$a_8 \cdot 10^2$	$a_9 \cdot 10^3$	Максимальная погрешность параметризации
δ (0—0)	—1,790868	—1,924701	—7,217717	5,648282	4,569175	8,353572				2 %/40 км
δ (1—0)	—1,654245	5,836899	34,49436	17,00653	—3,324717	—49,52424	1,579306	1,835462	3,368125	3 %/40 км

Таблица 14.5.9

Значения параметров формулы (14.5.3) для NO

Полоса	b_1	b_2	b_3	b_4	$b_5 \cdot 10^2$	Максимальная погрешность параметризации при $\theta_S = 85°$
δ (0—0)	7 836,832	—1549,880	114,8342	—3,777754	4,655696	11 %/40 км
δ (1—0)	12 975,81	—2582,981	192,7709	—6,393008	7,949835	36 %/55 км

Таблица 14.5.10

Параметры * аналитической аппроксимации внеатмосферной СПЭО солнечной радиацией в диапазоне длин волн 280—380 нм [36]

λ_i	A_i	σ_i
279,5	—0,738	2,96
286,1	—0,485	1,57
300,4	—0,243	1,80
333,2	0,192	4,26
358,5	—0,167	2,01
368,0	0,097	2,43

* В вышеприведенной параметризации, очевидно, можно вместо формулы (14.5.8) использовать другие имеющиеся данные о СПЭО вне атмосферы.

Таблица 14.5.11

Параметры высотных распределений компонентов [61]

Параметр	$i=1$	Средняя аэрозольная нагрузка	Большая аэрозольная нагрузка	$i=3$
		$i=2$		
f_i	1,000	0,960	0,956	0,039
α_i	0,437	—0,145	—0,448	2,350
h_i	6,350	0,952	1,003	2,660
z_i	—	16,330	19,378	22,510
χ_i	—	3,090	1,106	4,920
t_i	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$7{,}4 \cdot 10^{-3}$

дает значение оптической толщины слоя атмосферы, расположенного выше уровня z;

$$N_i(z) = f_i \frac{1+\alpha_i}{\alpha_i + \exp(z/h_i)} + (1-f_i)\frac{1+\exp(-z_i/\chi_i)}{1+\exp\left((z-z_i)/\chi_i\right)},$$

где z_i — высота максимума концентрации i-го компонента; h_i, χ_i — параметры пространственных масштабов; α_i, f_i — подгоночные параметры (все параметры высотного распределения, вообще говоря, зависят от принятой модели [36]; табл. 14.5.11).

В табл. 14.5.12 приведена модель оптических параметров модельных расчетов [61].

Для СПЭО с учетом многократного рассеяния и отражения от ламбертовской подстилающей поверхности предложены

Таблица 14.5.12

Зависимость оптических параметров модели от длины волны [61]

λ нм	$H(\lambda)$ мВт/(см²·мкм)	$\tau_1(\lambda)$	$k_3(\lambda)$, (атм-см)$^{-1}$	$\tau_2(\lambda)$	$\tau_4(\lambda)$
297,5	54,90	1,2652	13,58	0,08012	0,01369
302,5	55,85	1,1779	6,76	0,08052	0,01355
307,5	64,60	1,0980	3,50	0,08091	0,01342
312,5	72,65	1,0248	1,73	0,08129	0,01328
317,5	79,70	0,9577	0,890	0,08166	0,01315
322,5	90,25	0,8960	0,460	0,08203	0,01302
330,0	105,90	0,8123	0,1730	0,08256	0,01282
340,0	107,40	0,7164	0,0515	0,08324	0,01257
350,0	109,30	0,6341	0,0086	0,08390	0,01233
360,0	106,80	0,5634	0,0014	0,08452	0,01209
375,0	115,70	0,4751	0,0000	0,08539	0,01175

следующие несколько громоздкие, но несложно реализуемые параметризации (u — восходящая радиация; d — нисходящая):

$$G_d(\lambda, \theta_S, z, A) = D(\lambda, \theta_S, z) + S_d(\lambda, \theta_S, z, A) \quad (14.5.10)$$

— полная СПЭО;

$$S_a = S_a(\lambda, \theta_S, z, 0) + S_{Aa}(\lambda, \theta_S, z, A) \quad (14.5.11)$$

— СПЭО рассеянной радиацией ($a = u$ или d); S_{Aa} — поправка на отражение от подстилающей поверхности;

$$E_a(\lambda, z) = S_{Aa}(\lambda, \theta_S, z, A)/S_{Aa}(\lambda, \theta_S, 0, A) \quad (14.5.12)$$

— вспомогательная функция; A — альбедо; θ_S — зенитный угол Солнца; z — высота над уровнем моря.

Для функций (14.5.10)—(14.5.12) предложены следующие параметризации:

$$G_d(\lambda, \theta_S, 0, A) = \frac{G_d(\lambda, \theta_S, 0, 0)}{1 - r(\lambda) A}, \quad (14.5.13)$$

$$S_u(\lambda, \theta_S, 0, A) = A G_d(\lambda, \theta_S, 0, A), \quad (14.5.14)$$

$$S_{Ad}(\lambda, \theta_S, z, A) = \frac{r(\lambda) A}{1 - r(\lambda) A} G_d(\lambda, \theta_S, 0, 0)\, E_d(\lambda, z), \quad (14.5.15)$$

$$S_{Au}(\lambda, \theta_S, z, A) = \frac{A}{1 - r(\lambda) A} G_d(\lambda, \theta_S, 0, 0)\, E_u(\lambda, z), \quad (14.5.16)$$

$$r(\lambda) = \left(\frac{A_{1r}\tau_1^{\alpha_{1r}}}{1 + A_{3r}^{*} w_3^{\rho_r} k_3^{\alpha_{3r}}} + A_{2r}\tau_2^{\alpha_{2r}}\right)\frac{1}{1 + A_{4r}\tau_4}, \quad (14.5.17)$$

$$E_d(\lambda, z) = N_1 \exp\left\{-\sum_{i=2}^{4} \varepsilon_{id}\tau_i(1 - N_i)\right\}, \quad (14.5.18)$$

$$E_u(\lambda, z) = \exp\left\{-\sum_{i=1}^{4} \varepsilon_{iu}\tau_i(1 - N_i)\right\}. \quad (14.5.19)$$

Далее

$$S_a(\lambda,\ \theta_S,\ z) \equiv S_a(\lambda,\ \theta_S,\ z,\ 0) = L_a(\lambda,\ \theta_S,\ z)\, M_a(\lambda,\ z)\, D(\lambda,\ 0,\ 0), \quad (14.5.20)$$

$$L_a(\lambda,\ \theta_S,\ z) = \left[F_a + (1 - F_a)\exp\left(-\gamma_{3a}\tau_3 N_3^{\delta_{3a}}\Phi_a\right)\right] \times \exp\left\{-\left(\gamma_{1a}\tau_1 N_1^{\delta_{1a}} + \gamma_{2a}\tau_2 N_2^{\delta_{3a}}\right)\Phi_a\right\}, \quad (14.5.21)$$

где

$$F_a = 1\Big/\left(1 + B_a(\tau_3 + \tau_4)^{q_a}\right);$$

$$\Phi_a = \left[(1 + t_a)/(\cos^2\theta_S + t_a)\right]^{1/2} - 1;$$

$$M_a(\lambda,\ z) = [f_{1a}(\lambda,\ z) + f_{2a}(\lambda,\ z)]\, g_{3a}(\lambda,\ z)\, g_{4a}(\lambda,\ z), \quad (14.5.22)$$

где

$$f_{1d}(\lambda,\ z) = A_{1d}\tau_1^{\alpha_{1d}}(z)\,\overline{N}_1(z;\ \beta_{1d});$$

$$\alpha_{1d}(z) = \alpha_{1u} + (\alpha_{1d} - \alpha_{1u})N_1^5;$$

$$\overline{N}_1(z,\ \beta_{1d}) = \frac{e^2}{e^2 - 1 + \exp(\beta_{1d}z/6{,}35)},$$

$$f_{2d}(\lambda,\ z) = \frac{\left(f_{1d}(\lambda,\ z)\, g_{3d}(\lambda,\ z) + N_2^{\beta_{2d}}\right) J_{2d}(\lambda)}{g_{3d}(\lambda,\ z)},$$

где

$$J_{2d}(\lambda) = A_{2d}\tau_2^{\alpha_{2d}},$$

$$f_{1u}(\lambda,\ z) = A_{1u}\tau_1^{\alpha_{1u}}(1 - N_1)^{\beta_{1u}},$$

$$f_{2u}(\lambda,\ z) = A_{12u}\tau_1^{\alpha_{1u}}\tau_2^{\alpha_{2d}}(1 - N_1)^{\beta_{1u}} + A_{2u}\tau_2^{\alpha_{2u}}(1 - N_2)^{\beta_{2u}};$$

$$g_{3a}(\lambda,\ z) = \frac{1}{1 + A_{3d}^{*} w_3^{\rho_a} k_3^{\alpha_{3a}} N_3^{\beta_{3a}(\lambda)}};$$

$$\beta_{3d}(\lambda) = 1 + 1{,}7\tau_3 \quad \text{и} \quad \beta_{3u}(\lambda) \equiv 1;$$

$$g_{4a}(\lambda,\ z) = 1\Big/\left(1 + A_{4a}\tau_4^{\alpha_{4a}} N_2^{\beta_{4a}}\right).$$

Рекомендованные в работе [25] значения параметров вышеприведенных формул сведены в табл. 14.5.13.

Таблица 14.5.13

Значения параметров формул (14.5.13)—(14.5.22) [25]

m	$1d$	$1u$	$2d$	$12u$	$2u$	$4d$	$4u$
A_m	0,8041	1,1032	1,437	2,027	0,4373	1,154	6,20

a	A_{3a}^{*}	ρ_a
d	0,3747	1,2230
u	0,2248	1,1181
r	0,3133	1,0132

m	$1r$	$2r$	$3r$	$4r$
A_m	0,4424	0,1000	—	3,70
α_m	0,5626	0,88	0,8404	(1,0)

m	$1d$	$1u$	$2d$	$2u$	$3d$	$3u$	$4d$	$4u$
α_m	1,389	1,735	1,12	1,12	0,7555	0,7555	0,88	0,88
β_m	0,921	0,921	0,564	0,564	$1+1{,}7\cdot\tau_3$	1,0	0,490	0,356
γ_m	0,5346	0,6440	0,6077	0,1020	1,000	1,000	—	—
δ_m	0,3475	0,0795	0,3445	2,0	2,392	0,0	—	—
ε_m	—	0,4909	0,4638	0,5658	3,502	2,417	0,4638	0,5658

a		B_a	q_a	t_a
d		84,37	0,6776	0,0266
u		28,80	1,325	0,0112

14.5.4. Некоторые полезные постоянные

Скорость света	$c = 2{,}9979250\cdot10^8$ м/с
Постоянная Планка	$h = 6{,}62620\cdot10^{-34}$ Дж·с
Постоянная Больцмана	$k = 1{,}38062\cdot10^{-23}$ Дж/К
Постоянная Стефана—Больцмана	$\sigma = 5{,}66961\cdot10^8$ Вт/(м²·К⁴)
Солнечная постоянная	$S_0 = 1353{,}21$ Вт/м²
Средний радиус Земли	$a_з = 6{,}37120\cdot10^6$ м
Средний радиус Солнца (видимый диск)	$a_с = 6{,}96000\cdot10^8$ м
Среднее расстояние между Землей и Солнцем	$d_{ср} = 1{,}49598\cdot10^{11}$ м
Угловая скорость вращения Земли	$\Omega = 7{,}29221\cdot10^{-5}$ рад/с
Стандартная температура	$T_0 = 273{,}16$ К
Стандартное давление	$P_0 = 1013{,}25$ гПа
Плотность воздуха при стандартных давлении и температуре	$\rho = 1{,}273\cdot10^{-3}$ кг/м³
Ускорение свободного падения (на уровне моря на широте 45°)	$g = 9{,}80616$ м/с²
Молекулярная масса сухого воздуха	$M = 28{,}97\cdot10^{-3}$ кг/моль
Теплоемкость единицы массы сухого воздуха при постоянном давлении	$C_p = 1{,}004$ Дж/(г·К)
Теплоемкость единицы массы сухого воздуха при постоянном объеме	$C_v = 0{,}717$ Дж/(г·К)
Газовая постоянная для единицы массы сухого воздуха	$R = 0{,}28704$ Дж/(г·К)
Газовая постоянная для единицы массы водяного пара	$R_v = 0{,}46191$ Дж/(г·К)
Теплоемкость единицы массы водяного пара при постоянном давлении	$C_p^v = 4{,}1855$ Дж/(г·К)
Универсальная газовая постоянная	$R^* = 8{,}31432$ Дж/(моль·К)
Число Авогадро	$N_A = 6{,}02297\cdot10^{23}$ моль⁻¹
Число Лошмидта	$n_L = 2{,}68719\cdot10^{25}$ м⁻³

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. Химия и физика стратосферы и мезосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
2. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. — 536 с.
3. Гермогенова Т. А. Развитие численных методов решения уравнения переноса излучения. — В кн.: Распространение света в дисперсной среде. — М.: Наука и техника, 1982, с. 105—118.
4. Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. — М., 1949.
5. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. — М., 1949.
6. Герцберг Г. Электронные спектры и строение многоатомных молекул. — М.: Мир, 1969.
7. Гордиец В. Ф., Марков М. Н. Охлаждение газа ИК-излучением во вращательных полосах молекул. — Труды ФИАН СССР, 1982, вып. 130, с. 48—52.
8. Гуди Р. Атмосферная радиация. — М.: Мир, 1966. — 417 с.
9. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971. — 165 с.
10. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. — М.: Наука и техника, 1985. — 327 с.
11. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. — М.: Советское радио, 1970. — 496 с.
12. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Оптика атмосферного аэрозоля. — Серия: Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 4. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 256 с.

13. Зуев В. Е., Макушкин Ю. С., Пономарев Ю. Н. Спектроскопия атмосферы. — Серия: Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 3. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 248 с.
14. Иванов В. В. Перенос излучения и спектры небесных тел. — М.: Наука, 1981. — 472 с.
15. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. — Новосибирск: Наука, 1982.— 198 с.
16. Лиоу К.-Н. Основы радиационных процессов в атмосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 376 с.
17. Макушкин Ю. С. и др. Автоматизированная система для расчета характеристик поглощения атмосферы. — Изв. вузов. Физика, 1984, № 11. — Деп. ВИНИТИ. Часть I, рег. № 3685—84, 38 с.; Часть II, рег. № 3686—84, 55 с.
18. Марчук Г. И. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. — Новосибирск: Наука, 1976. — 280 с.
19. Матвеев В. С. Приближенные представления коэффициента поглощения и эквивалентных ширин линий с фойгтовским контуром. — Журнал прикладной спектроскопии, 1972, т. 16, вып. 2, с. 228—233.
20. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. — М.: Мир, 1987. — 550 с.
21. Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет. — М.: Наука, 1972. — 335 с.
22. Фомичев В. И. Распределение полного лучистого притока тепла в средней атмосфере Земли. Дисс. на соискание учен. степ. канд. физ.-мат. наук. — Л.: ЛГУ, 1985. — 247 с.
23. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. — М., 1953. — 435 с.
24. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. — М.: Наука, 1977.
25. Akmaev R. A., Shved G. M. Parameterization of the radiative flux divergence in the 15 m CO_2 band in the 30—75 km layer. — J. Atmos. Terr. Phys., 1982, v. 44, N 11, p. 993—1004.
26. Allen M., Frederick J. E. Effective photodissociation cross sections for molecular oxygen and nitric oxide in the Schuman—Runge Bands. — J. Atm. Sci., 1982, v. 39. N 9, p. 2066—2075.
27. Atmospheric ozone 1985. Assessment of our understanding of the processes controlling its present distribution and change.— WMO, GORMP Report No 16, 1986, v. 1.
28. Baulch D. L. et al. Evaluated kinetic and photochemical data for atmospheric chemistry. Supplement 1.—J. Phys. Chem. Ref. Data, 1982, v. 91, N 2, p. 327—496.
29. Bossy L., Nicolet M. On the variability of Lyman alpha with solar activity. — Planet. Space Sci., 1981, v. 29, p. 907—914.
30. Carver J. H., Gies H. P., Hobbs T. I., McCoy D. G. Temperature dependence of the molecular oxygen photoabsorption cross section near the H Lyman-α line.— J. Geophys. Res., 1977, v. 82.
31. Chylek P., Grams G .W., Pinnik R. G. Light scattering by irregular randomly oriented particles. — Science, 1976, v. 193, p. 480—483.
32. Coulson K. L., Dave J. V., Sekera Z. Tables related to radiation emerging from a planetary atmosphere with Rayleigh scattering.— Berkeley: Univ. California Press, 1960.
33. Dickinson R. E. Method of parametrization for infrared cooling between the altitudes of 30 and 70 km.— J. Geophys. Res., 1973, v. 78, p. 4451.
34. Drayson S. R. Atmospheric transmission in the CO_2 bands between 12 m and 18 m. — Appl. Opt., 1966, v. 5, p. 385—392.
35. Fomichev V. I., Shved G. M. Parameterization of the radiative flux divergence in the 9.6 m O_3 band. — J. Atmos. Terr. Phys., 1985, v. 47, N 11, p. 1037—1049.
36. Goody R. M. The transmission of radiation through an inhomogeneous atmosphere.— J. Atmos. Sci., 1964, v. 21, N 6, p. 575—581.
37. Green A. E. S., Gross K. R., Smith L. A. Improved analytic characterization of ultraviolet skylight. — Photochem. Photobiol., 1980, v. 31, p. 59—65.
38. Hardwick J. C., Brand J. C. D. Anharmonic potential and the large amplitude bending vibration in nitrogen dioxide. — Can. J. Phys., 1976, v. 54, N 1, p. 80—91.
39. Jacobowitz H. A method for computing the transfer of solar radiation through clouds of hexagonal ice crystals. — J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1971, v. 11, p. 691—695.
40. Kneizys F. X. et al. Atmospheric transmittance/radiance: Computer code LOWTRAN 5. — AFGRL-RT-80-0067, Environ. Res. Pap., 1980, N 697.
41. Kneizys F. X. et al. Atmospheric transmittance/radiance: Computer code LOWTRAN 6. — AFGRL-TR-83-0187, 1983.
42. Kohl J. L., Parkinson W. H., Kurucz R. L. Center and limb spectrum in high spectral resolution 222,2 nm to 319,6 nm. — Cambridge, Harvard—Smithsonian Centre for Astrophysics, 1978.
43. Kuriyan J. C., Shippony Z., Mitra S. K. Transmission function for infrared radiative transfer in an inhomogeneous atmosphere. — Quart. J. Roy. Met. Soc., 1977. v. 103, N 437, p. 511—517.
44. Lean J. L., Skumanich A. Variability of the Lyman alpha flux with solar activity. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88, p. 5751—5759.
45. Lenoble J. Standard procedures to compute atmospheric radiative transfer in a scattering atmosphere. — IAMAP, Boulder, Co., National Centre for Atmospheric Research, 1977.
46. Lewis B. R., Vardavas I. M., Cerver J. H. The aeronomic dissociation of water vapour by solar H Lyman alpha radiation. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88.
47. London J. Radiative sources and sinks in the stratosphere and mesosphere. — In: Proc. NATO Adv. Study Inst. on Atmospheric ozone: Its Variation and Human Influences. Report No FAA-EE-80-20, 1980, p. 703—721.
48. Luther F. M., Gelinas R. J. Effect of molecular multiple scattering and surface albedo on atmospheric photodissociation rates. — J. Geophys. Res., 1976, v. 81, N 6, p. 1125—1132.
49. Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. V. 8. — Ed. Sechrist C. F., Jr. — July 1983, V+76 p.
50. Mount G. H., Rothman G. J. The solar spectral irradiance 1200—3184 Å near solar maximum: 15 July 1980. — J. Geophys. Res., 1981, v. 86. p. 9193—9198.
51. Mount G H., Rothman G. J. The solar absolute spectral irradiance 1150—3173 Å: May 17, 1982. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88, p. 5403—5410.
52. Mount G. H., Rothman G. J. The solar absolute spectral irradiance at 1216 Å and 1800—3173 Å: January 12, 1983. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88, p 6807—6811.
53. Mount G. H., Rothman G. J. The solar absolute spectral irradiance 118—300 nm: July 25, 1983. — J. Geophys. Res., 1985, v. 90, p. 13031—13036.
54. Mount G. H., Rothmna G. J., Timothy J. G. The solar spectral irradiance 1200—2550 Å at solar maximum. — J. Geophys. Res., 1980, v. 85, p. 4271—4274.
55. Nicolet M. On the molecular scattering in the terrestrial atmosphere: An empirical formula for its calculation in the homosphere. — Planet. Space Sci., 1984, v. 32, p. 1467—1468.
56. Ogawa M Absorption coefficients of O_2 at the Lyman alpha line and its vicinity.— J. Geophys. Res., 1968, v. 73.
57. Robertson D. C. et al. 5 cm^{-1} band model option to LOWTRAN 5. — Appl. Optics, 1981, v. 20, N 18, p. 3218—3226.
58. Rothman L. S. AFGRL atmospheric absorption line parameters sompilation: 1980 version. — Appl. Optics, 1981, v. 20, N 5, p. 791—795.
59. Rothman L. S. et al. AFGRL atmospheric absorption line parameters compilation: 1982 edition. — Appl. Optics, 1983, v. 22, N 15, p. 2247—2256.
60. Rothman L. S. et al. AFGL trace gas compilation: 1980 version. — Appl. Optics, 1981, v. 20, N 8, p. 1323—1328.
61. Rothman L. S. et al. AFGL trace gas compilation: 1982 version.— Appl. Optics, 1983, v. 22, N 11, p. 1616—1627.
62. Schippnick P. F., Green A. E. S. Analytical characterization of spectral actinic flux and spectral irradiance in the middle ultraviolet. — Photochem. Photobiol., 1982, v. 35, p. 89—101.
63. Thekaekara M. P. Extraterrestrial solar spectrum, 3000—6100 Å at 1 Å intervals.— Appl. Optics, 1974, v. 13, p. 518—522.
64. Tiwari S. N. Models for infrared atmospheric radiation. — Adv. Geophys., 1978, v. 20.
65. Turco R. P. Photodissociation rates in the atmosphere bellow 100 km. — Geophys. Surveys, 1975, N 2, p. 153—192.
66. Van De Hulst H. C. Multiple light scattering. Tables, formulas, and applications. V. 1, 2. — New York: Academic Press, 1980.
67. Wendling P., Wendling R., Weickmann H. K. Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. — Appl. Optics, 1979, v. 18, p. 2663—2671.

Глава 15. СОСТАВ И ХИМИЯ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ

15.1. ВВЕДЕНИЕ

Состав атмосферы вблизи земной поверхности известен достаточно хорошо благодаря многочисленным измерениям концентраций большинства атмосферных газов и их изменчивости. Изменчивость связана как с естественными динамическими и радиационными процессами, так и с антропогенными воздействиями. Содержание многих газов меняется на порядок и более в атмосфере промышленных центров по сравнению с местами, удаленными от источников выбросов.

Сведения о составе атмосферы в тропосфере и стратосфере носят менее определенный характер. Структура и состав средней атмосферы определяются сложным взаимодействием между химическим, радиационным и динамическим процессами. Источники атмосферных компонентов, расположенные на поверхности Земли, обусловлены биологической и микробиологической активностью, вулканическими извержениями, человеческой деятельностью и фотохимическими процессами. Некоторая часть образовавшихся соединений подвергается разрушению уже в тропосфере, за счет физических и химических процессов, другая часть переносится вверх, достигая стратосферы, и уже там подвергается фотохимическому изменению. Часть составляющих образуется в результате фотохимических реакций на большой высоте. Высота, на которой происходят процессы образования веществ, зависит от глубины проникновения солнечной радиации. При этом образуются как активные, коротко живущие, соединения, так и пассивные соединения — «резервуары», глобальное и вертикальное распределение которых зависит от динамических процессов. Бóльшая часть химических циклов, существенных для средней атмосферы, включает в себя реакции свободных радикалов. Возможность протекания той или иной реакции определяется термодинамическими свойствами компонентов. Наблюдаемые концентрации большинства компонентов в атмосфере зависят от баланса между скоростями фотохимического образования и разрушения, а также от скорости атмосферного переноса. Реакции, при которых происходит распад одной частицы, называются реакциями первого порядка, или мономолекулярными. Реакции, протекающие с участием двух частиц, называются реакциями второго порядка, или бимолекулярными. Реакции с участием трех частиц — это процессы третьего порядка, или трехмолекулярные. Выражение для скорости бимолекулярной реакции имеет следующий вид:

$$k_p = A \exp(-E_{\text{акт}}/RT),$$

где A — первое приближение к константе скорости реакции, см³/(мол·с); $E_{\text{акт}}$ — энергия активации, необходимая для преодоления барьера, связанного с образованием промежуточных частиц; R — газовая постоянная; T — температура. Скорость реакции с участием трех частиц определяется выражением

$$k_0(T) = k_0^{300}(T/300)^{-n}$$

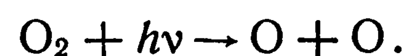
для низкого давления и

$$k_\infty(T) = k_\infty^{300}(T/300)^{-m}$$

для высокого давления. Современные значения констант реакций приведены в приложении к главе 15 [55].

15.1.1. Кислородные составляющие

Доминирующими газами в атмосфере являются кислород и азот. Молекулярный азот N_2 в нижней и средней атмосфере практически стабилен, так как не фотодиссоциирует ниже высот 80, 90 км. Молекулярный кислород фотодиссоциирует на высоте примерно 20 км и соответственно на этой высоте появляются атомарный кислород и озон. Атомарный кислород в основном $O(^3P)$ и в возбужденном $O(^1D)$ состоянии обычно объединяют в понятие семейства «нечетного» кислорода. Химические реакции, которые являются основой простой теории стратосферного озона в чисто кислородной среде предложены Чепменом [70]. Фотодиссоциация молекулярного кислорода ультрафиолетовым излучением с длиной волны менее 242,4 нм образует атомарный кислород



$$O_2 + h\nu \rightarrow O + O.$$

Эти атомы рекомбинируют в верхней атмосфере в реакции трех тел



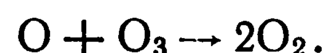
$$O + O + M \rightarrow O_2 + M$$

или реагируют с молекулярным кислородом, образуя озон:



$$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M.$$

Озон также рекомбинирует с атомарным кислородом по реакции



$$O + O_3 \rightarrow 2O_2.$$

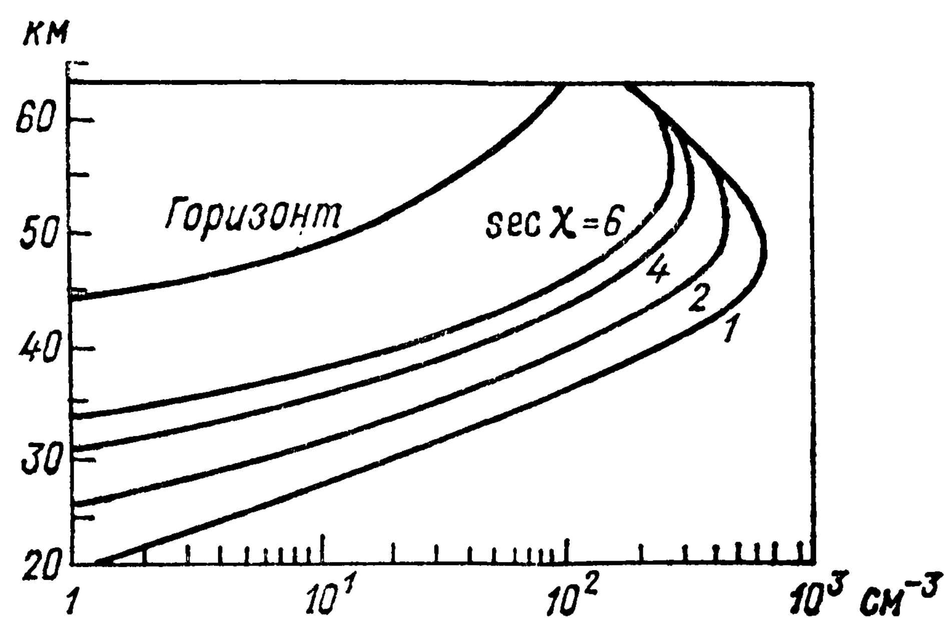
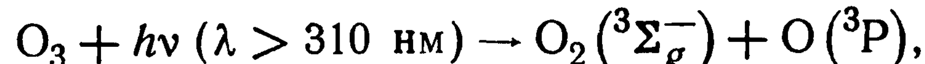


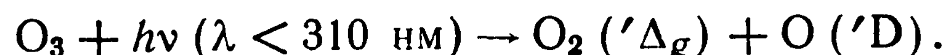
Рис. 15.1.1. Зависимость концентрации (см⁻³) атомов O (^{1}D) от высоты при различных зенитных углах Солнца χ [117].

Фотодиссоциация озона приводит к образованию кислородных атомов либо в основном состоянии



$$O_3 + h\nu\ (\lambda > 310\ \text{нм}) \rightarrow O_2(^3\Sigma_g^-) + O(^3P),$$

либо в первом возбужденном состоянии



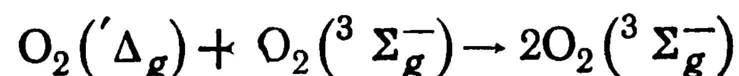
$$O_3 + h\nu\ (\lambda < 310\ \text{нм}) \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O(^1D).$$

В верхней части средней атмосферы атомы $O(^1D)$ могут также образовываться в результате фотолиза молекулярного кислорода:



$$O_2 + h\nu\ (\lambda < 175{,}9\ \text{нм}) \rightarrow O(^1D) + O(^3P).$$

Если молекулярный кислород находится в возбужденном состоянии, он может быть деактивирован при столкновении с молекулой кислорода в основном состоянии

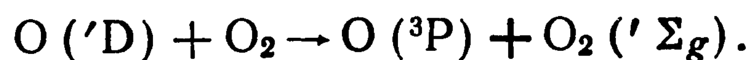


$$O_2(^1\Delta_g) + O_2(^3\Sigma_g^-) \rightarrow 2O_2(^3\Sigma_g^-)$$

или может радиативно релаксировать, излучив фотон с $\lambda = 1{,}27$ мкм. Данные наблюдений за этой красной эмиссией используют для определения концентраций $O_2(^1\Delta g)$ и O_3. Атомы $O(^1D)$ могут быть деактивированы при столкновении с O_2 и N_2:



$$O(^1D) + N_2 \rightarrow O(^3P) + N_2,$$

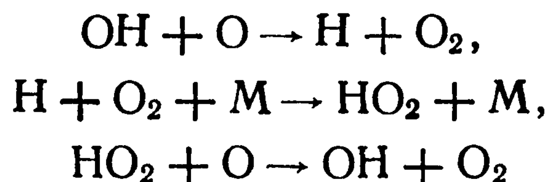


$$O(^1D) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O_2(^1\Sigma_g).$$

Скорости всех этих реакций высоки и за доли секунды устанавливается фотохимическое равновесие между концентрациями озона, кислорода и атомарного кислорода в основном и возбужденном состоянии. Поскольку $O(^1D)$ образуется почти исключительно в результате реакции фотолиза молекулярного кислорода, концентрация этих атомов сильно зависит от локальных условий освещенности. На рис. 15.1.1 показано вертикальное распределение концентрации $O(^1D)$ при различных зенитных углах Солнца [117].

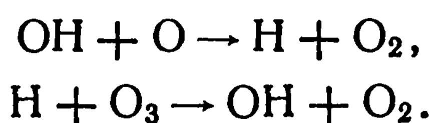
По мере изучения важных реакций между кислородом, водородом, азотом, хлором и их составляющими простая теория Чепмена существенно модифицировалась. Выше уровня 40 км идет очень быстрый процесс гибели нечетного кисло-

рода, который представляет собой каталитический цикл, включающий свободные радикалы водорода:



$$OH + O \rightarrow H + O_2,$$
$$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M,$$
$$HO_2 + O \rightarrow OH + O_2$$

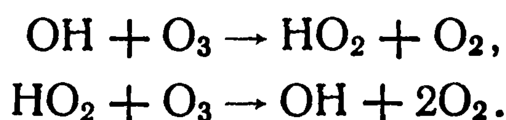
или



$$OH + O \rightarrow H + O_2,$$
$$H + O_3 \rightarrow OH + O_2.$$

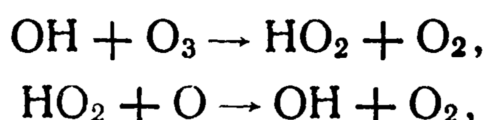
Эти реакции включаются в уравнение фотохимического равновесия озона для высот 50—80 км.

В районе тропопаузы доминирующим процессом является взаимодействие нечетного кислорода с водородными радикалами по следующей схеме:



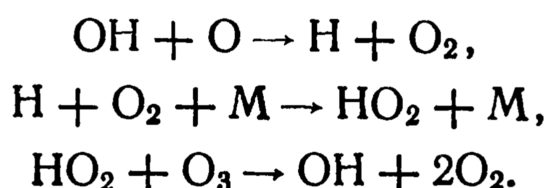
$$OH + O_3 \rightarrow HO_2 + O_2,$$
$$HO_2 + O_3 \rightarrow OH + 2O_2.$$

Это наиболее эффективный каталитический цикл разрушения озона, поскольку из всех реактивных компонентов нечетного кислорода включает только озон. Большинство других циклов — HO_x, NO_x, ClO — требуют наличия атомарного кислорода, который на малых высотах присутствует в атмосфере лишь в очень небольшом количестве. В средней и верхней стратосфере существенны такие реакции:



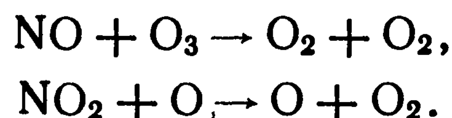
$$OH + O_3 \rightarrow HO_2 + O_2,$$
$$HO_2 + O \rightarrow OH + O_2,$$

а также



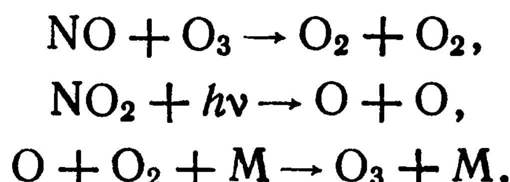
$$OH + O \rightarrow H + O_2,$$
$$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M,$$
$$HO_2 + O_3 \rightarrow OH + 2O_2.$$

Азотные составляющие выступают катализаторами при разрушении нечетного кислорода по следующей схеме:



$$NO + O_3 \rightarrow O_2 + O_2,$$
$$NO_2 + O \rightarrow O + O_2.$$

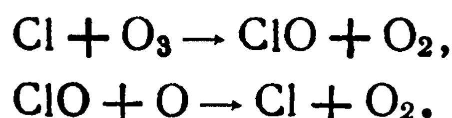
Этот цикл дополняется другим, который не влияет на нечетный кислород:



$$NO + O_3 \rightarrow O_2 + O_2,$$
$$NO_2 + h\nu \rightarrow O + O,$$
$$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M.$$

Таким образом, эффективность каталитического цикла разрушения нечетного кислорода за счет NO_x зависит от относительной эффективности двух процессов с участием NO_2: фотолиза и реакции с атомарным кислородом.

В верхней атмосфере очень эффективен цикл разрушения нечетного кислорода соединениями хлора:



$$Cl + O_3 \rightarrow ClO + O_2,$$
$$ClO + O \rightarrow Cl + O_2.$$

Ниже уровня 30 км и концентрации Cl и ClO сильно уменьшаются за счет образования других составляющих, таких, как HOCl и $ClONO_2$ (соединения «резервуары»), поэтому эффект разрушения нечетного кислорода за счет реакций с хлором сильно снижается. Аналогичные реакции можно записать для Br и BrO. Полное уравнение неразрывности для нечетного кислорода при учете всех процессов принимает очень сложный вид. На рис. 15.1.2 показан вклад различных реакций в баланс нечетного кислорода с учетом кислородных, водородных, азотных и хлорных составляющих [64]. Поскольку вклад каждой реакции в общую скорость гибели нечетного кислорода на данной высоте довольно существен, полное уравнение неразрывности можно упростить, отбросив менее существенные члены. В табл. 15.1.1 показан пример вертикального распределения кислородных компонентов, полученного по модели из [64] с учетом реакций с соединениями водорода, азота и хлора.

Фотохимическое время жизни является важной характеристикой любой составляющей атмосферы, а сравнение ее с постоянными времени $\tau_{\bar{u}}$, $\tau_{\bar{v}}$ и $\tau_{\bar{w}}$ для зонального, меридионального и вертикального переноса позволяет определить роль, которую играют динамические процессы в установлении глобального и вертикального распределения этого компонента в атмосфере.

На рис. 15.1.3 показано вертикальное распределение фотохимического времени жизни атомарного кислорода O, озона O_3 и всего семейства нечетного кислорода O_x, вычисленное с учетом реакций кислородных, водородных, азотных и хлорных составляющих. На этом и других рисунках этой главы показаны также постоянные времени зонального ($\tau_{\bar{u}}$), меридионального ($\tau_{\bar{v}}$) и вертикального ($\tau_{\bar{w}}$) переноса в средних широтах в предположении, что характерные масштабы равны 1000, 100 и 5 км соответственно. Использование таких масштабов означает, что указанные значения должны рассматриваться как верхний предел, что справедливо в присутствии планетарных волн и для компонентов с относительно высоким меридиональным градиентом.

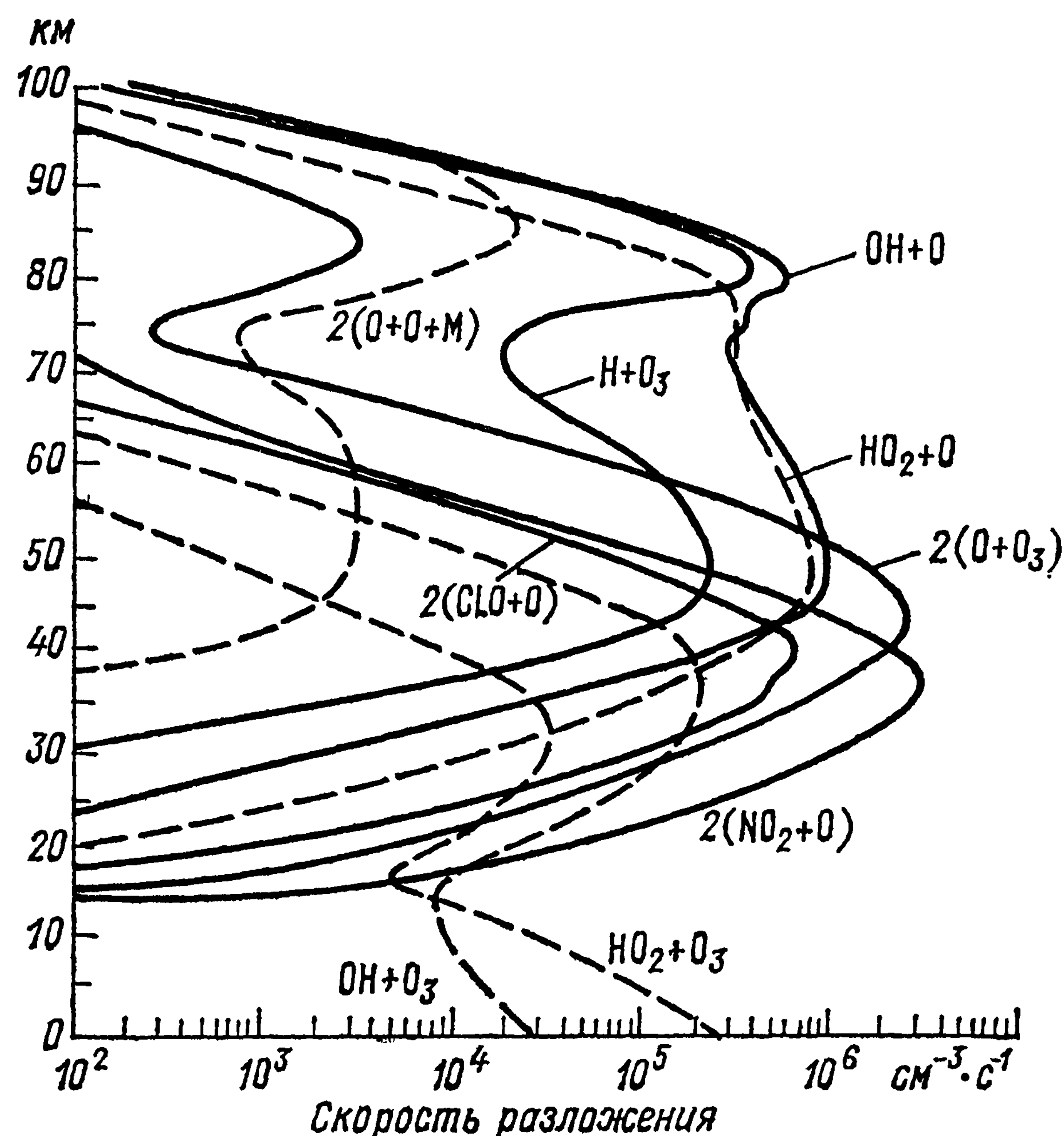


Рис. 15.1.2. Вклад различных реакций в баланс нечетного кислорода в атмосфере с учетом кислородных, водородных, азотных и хлорных составляющих [64].

В верхней стратосфере и нижней мезосфере нечетный кислород является короткоживущей составляющей и находится в состоянии фотохимического равновесия. Ниже уровня 30 км фотохимическое время жизни O_x становится значительно больше и начинает превышать постоянную времени, связанную с переносом, поэтому в нижней стратосфере распределение нечетного кислорода контролируется динамическими процессами. В верхней части мезосферы и в термосфере озон является короткоживущим компонентом из-за быстро возра-

Таблица 15.1.1

Вертикальное распределение кислородных компонентов ($см^{-3}$) в средней атмосфере [5]

Высота, км	O_2	O_3	O (^3P)	O (^1D)
10	1,7 (18)	1,0 (12)	1,3 (4)	—
15	8,1 (17)	1,1 (12)	5,5 (4)	—
20	3,6 (17)	2,9 (12)	9,4 (5)	0,9
25	1,6 (17)	3,2 (12)	6,7 (6)	5,0
35	3,5 (16)	2,0 (12)	2,4 (8)	1,0 (2)
40	1,7 (16)	1,0 (12)	1,2 (9)	3,3 (2)
45	8,9 (15)	3,2 (11)	3,7 (9)	6,0 (2)
50	4,8 (15)	1,0 (11)	6,5 (9)	6,1 (2)
55	2,6 (15)	3,2 (10)	8,4 (9)	4,4 (2)
60	1,5 (15)	1,0 (9)	6,5 (9)	2,6 (2)
65	8,2 (14)	3,2 (9)	5,0 (9)	1,5 (2)
70	4,2 (14)	1,0 (9)	4,0 (9)	9,6 (1)
75	2,0 (14)	3,2 (8)	3,8 (9)	6,7 (1)
80	9,0 (13)	1,4 (8)	1,4 (10)	7,0 (1)
85	3,7 (13)	1,0 (8)	3,0 (10)	1,2 (2)
90	1,2 (13)	1,1 (8)	3,0 (11)	4,2 (2)
95	4,7 (12)	1,3 (7)	3,3 (11)	4,9 (2)
100	1,9 (12)	1,7 (6)	3,2 (11)	1,2 (3)

стающей с высотой скорости фотолиза O_3 и находится в фотохимическом равновесии с атомарным кислородом, время жизни которого становится все больше с увеличением высоты. В средней и нижней стратосфере время жизни озона превышает сутки и влияние динамических процессов для этого

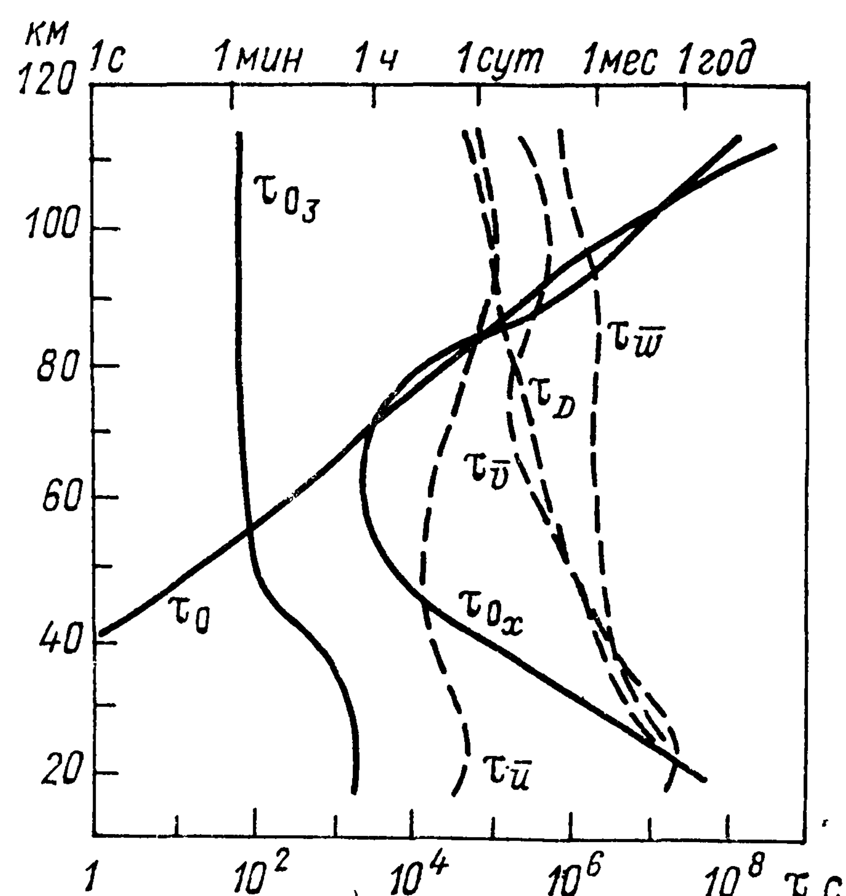


Рис. 15.1.3. Фотохимическое время жизни атомарного кислорода (τ_O), озона (τ_{O_3}) и семейства нечетного кислорода (τ_{O_x}) и постоянные времени зонального ($\tau_{\bar{u}}$), меридионального ($\tau_{\bar{v}}$), вертикального ($\tau_{\bar{w}}$) переноса и одномерной диффузии τ_D [5].

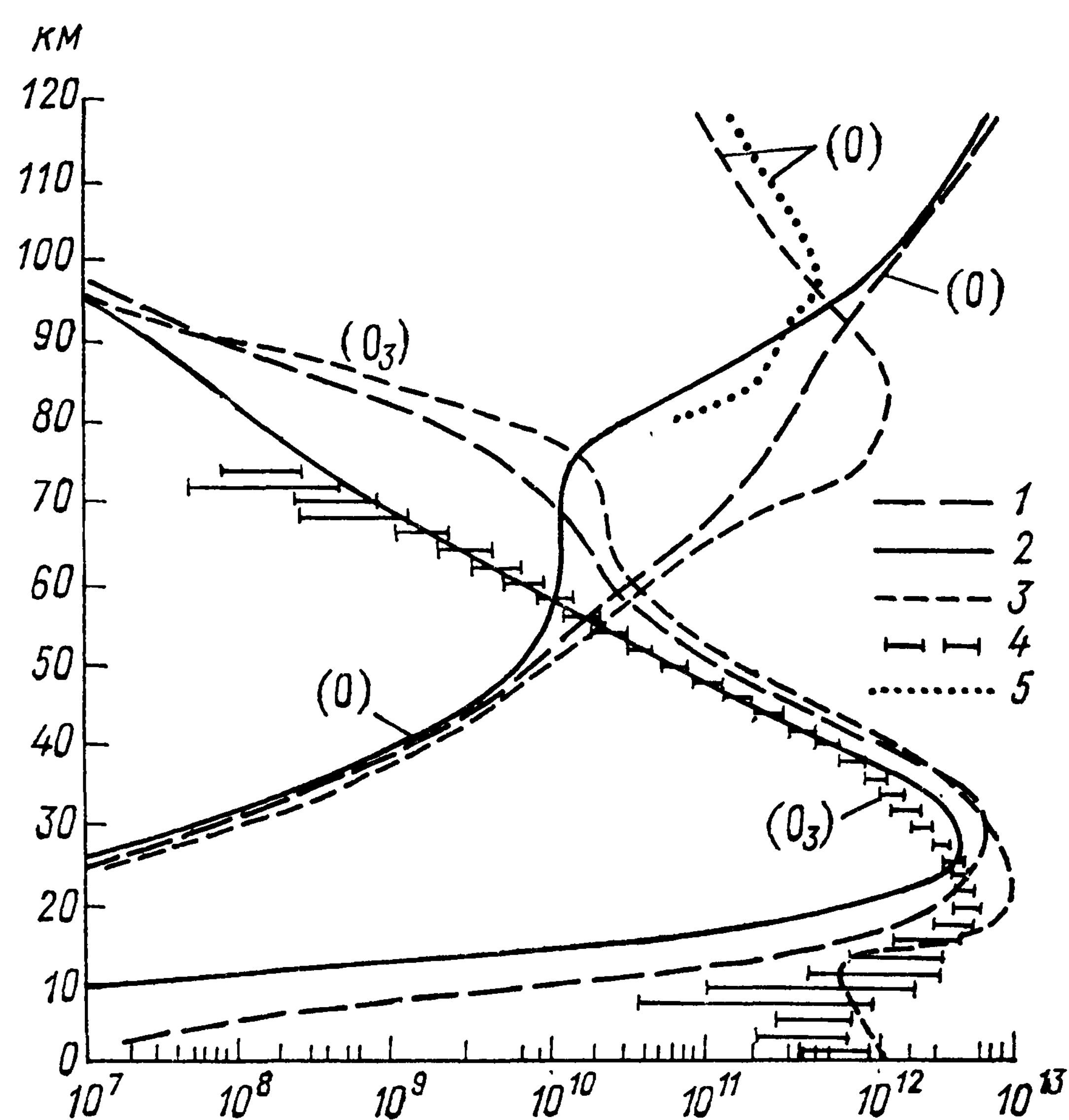


Рис. 15.1.4. Вертикальное распределение атомарного кислорода O и озона O_3.

1 — расчет по теории Чепмена; *2* — расчет с учетом фотохимических реакций, включая HO_x, NO_x и ClO_x, *3* — расчет с учетом динамических эффектов; *4*, *5* — данные наблюдений.

компонента становится все более заметным с уменьшением высоты.

Фотохимическое время жизни для атомарного кислорода составляет 4 ч на высоте 70 км, 1 сут на высоте 80 км и 1 неделю на высоте 100 км. Следовательно, распределение атомарного кислорода выше мезопаузы зависит от динамических процессов и не испытывает заметных суточных вариаций на высоте более 85 км. На меньших высотах, наоборот, после восхода Солнца атомарный кислород быстро гибнет, образуя озон в результате реакций рекомбинаций. На рис. 15.1.4 показано наблюдаемое и расчетное вертикальное распределение озона и атомарного кислорода на высоте 40—100 км. Как следует из рисунка, в мезосфере концентрация O сравнима с концентрацией O_3 и даже превышает ее, поэтому реакции рекомбинации ведут к увеличению количества озона в мезосфере в начале ночи и к уменьшению с восходом Солнца. Результаты измерений суточных вариаций озона в мезосфере и стратосфере можно найти в работе [103]. В средней и нижней стратосфере концентрация атомарного кислорода мала по сравнению с концентрацией озона и время жизни озона превышает сутки. Следовательно, можно ожидать лишь слабых суточных вариаций озона в стратосфере.

Молекулярный кислород всегда присутствует в средней атмосфере и имеет постоянное отношение смеси (см. табл. 15.1.1).

15.1.2. Озон O_3

Большая часть общего количества озона в столбе атмосферы находится на высоте менее 35 км. Основные пространственные и временные характеристики его распределения

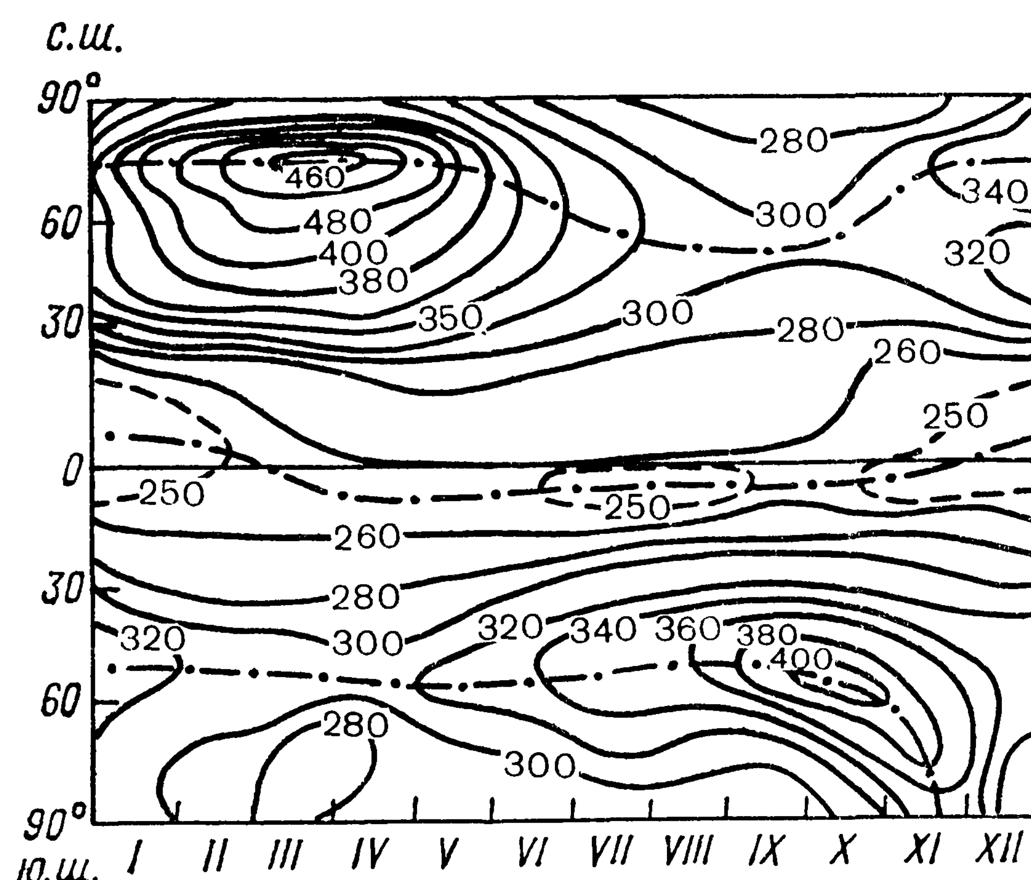


Рис. 15.1.5. Вариации общего содержания озона (Д. Е.) в зависимости от широты и времени года. По [5].

изучены очень хорошо. Известно, что количество озона имеет широтные и сезонные вариации. Во все сезоны озона больше в высоких широтах. Этот рост с широтой наиболее ярко выражен зимой и весной, когда количество озона максимально. Сезонные вариации становятся достаточно большими лишь к северу от 30° с. ш. На 80° с. ш., например, относительное изменение содержания озона в течение шести месяцев составляет 50 %. Глобальное распределение содержания озона в зависимости от широты и времени года, полученное на основании наблюдений на сети наземных станций на разных широтах, приведено на рис. 15.1.5. Максимум, наблюдаемый в южном полушарии, меньше, он расположен в более низких широтах и наблюдается более ранней весной, чем максимум северного полушария. Поскольку в нижней стратосфере среднее время жизни нечетного кислорода велико по сравнению с постоянной времени, обусловленной меридиональной циркуляцией, этот перенос играет заметную роль в установлении распределения содержания озона. Асимметрия в распределении общего содержания озона между полушариями обычно приписывается различию в стратосферной динамике двух полушарий. Для того чтобы выявить области, ответственные за вариации общего количества озона в столбе атмосферы, следует рассмотреть высотный профиль. Бóльшая часть изменения общего количества озона обусловлена вариациями, наблюдаемыми на высоте менее 20 км (рис. 15.1.6). Эти вариации связаны с переносом озона циклонами и антициклонами, которые достигают нижней стратосферы. В пользу этой гипотезы свидетельствует полученная экспериментально тесная корреляция между высоким содержанием озона и системами низкого давления.

Очень важным является вопрос о долговременных трендах в поведении озона. Отмечено существование осциллирующего компонента в общем содержании озона в тропиках, коррелирующего с поведением зональных ветров и температуры в нижней стратосфере. Вариации скорости и направления зонального ветра составляют 24—33 месяца и наиболее заметно проявляются в слое 16—24 км. Более долгопериодные колебания общего содержания озона могут быть связаны с 11-летним циклом солнечной активности, однако во взгля-

дах на этот вопрос имеются значительные противоречия. Более подробное описание пространственной и временно́й изменчивости озона дано в главе 16.

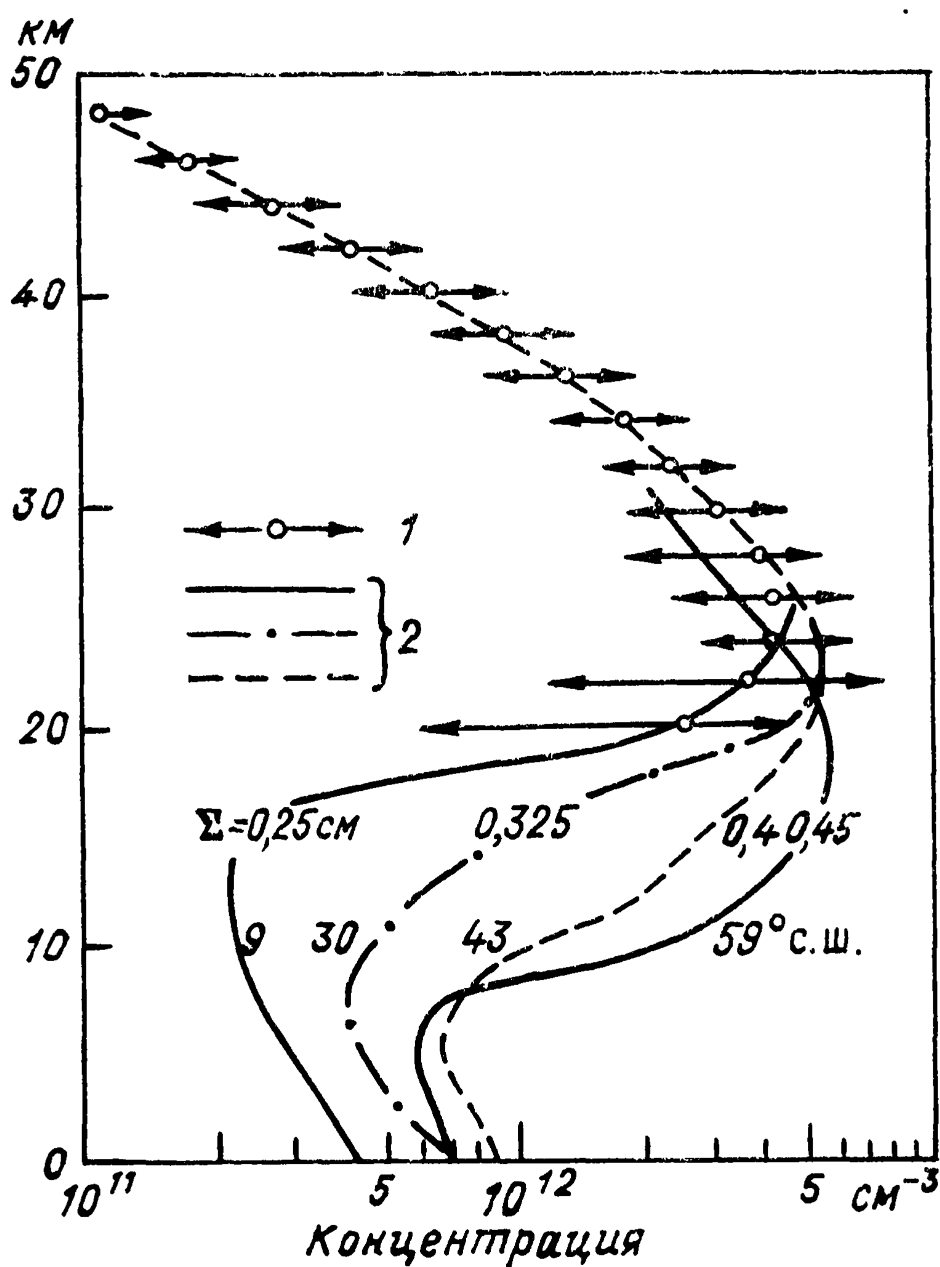


Рис. 15.1.6. Среднее, вертикальное распределение озона по данным наблюдений на различных широтах северного полушария.

1 — ракетные данные, 2 — данные озонозонда для различных широт, $\sum$ — содержание озона в столбе атмосферы [5].

15.2. УГЛЕРОДНЫЕ КОМПОНЕНТЫ

15.2.1. Метан CH_4

Метан — углеродсодержащий компонент, который образуется у поверхности Земли и постепенно переносится вверх до тех высот, где он окисляется и является таким образом источником оксида углерода и формальдегида в атмосфере. Химическим путем метан в атмосфере не образуется, поскольку представляет собой сложную молекулу, для образования которой требуется большое количество энергии. Источниками метана являются биосфера и литосфера. Значительный вклад в биологическое образование метана вносит деятельность анаэробных бактерий. Они существуют в щелочной среде при достаточно высоких температурах и обилии органических веществ. Большое количество метана образуется в болотах, прудах, на рисовых плантациях. В табл. 15.2.1 приведены оценки количества метана, образуемого ежегодно различными источниками. Общее количество образовавшегося

Таблица 15.2.1

Источники образования метана в атмосфере [5]

Источник	Количество метана, Мт/год
Естественные влажные зоны (болота, пруды и т. д.)	200—300
Рисовые плантации	140—280
Ферментация животными	100—200
Тундра, берега озер и океанов	3—50
Биологические источники в целом	443—850
Промышленные выбросы	16—50
Сжигание топлива	0—160
Антропогенные источники в целом	16—210
Все источники	460—1110

метана соответствует вертикальному потоку, равному $2{,}5\cdot10^{11}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$, и среднему времени жизни 4—10 лет. Эти данные дают основание оценить общее количество метана в атмосфере в 4600 Мт.

Поглотителями метана являются, как правило, сухие почвы. Скорость поглощения в сухих субтропических лесах выше, чем в более влажных умеренных и тропических. Основным стоком метана в атмосфере является реакция с гидроксилом OH, оставшаяся часть идет на накопление в атмосфере. Общий уровень стока и накопления метана в атмосфере, согласно [96], составляет 495±145 Мт/год. Из этой суммы атмосферный сток в реакциях с OH составляет 425 ± ± 125 Мт/год, Поглощение в почве оценивается только в 10 ± 5 Мт/ год, что значительно ниже годового накопления метана в атмосфере, составляющего 60 ± 15 Мт/год.

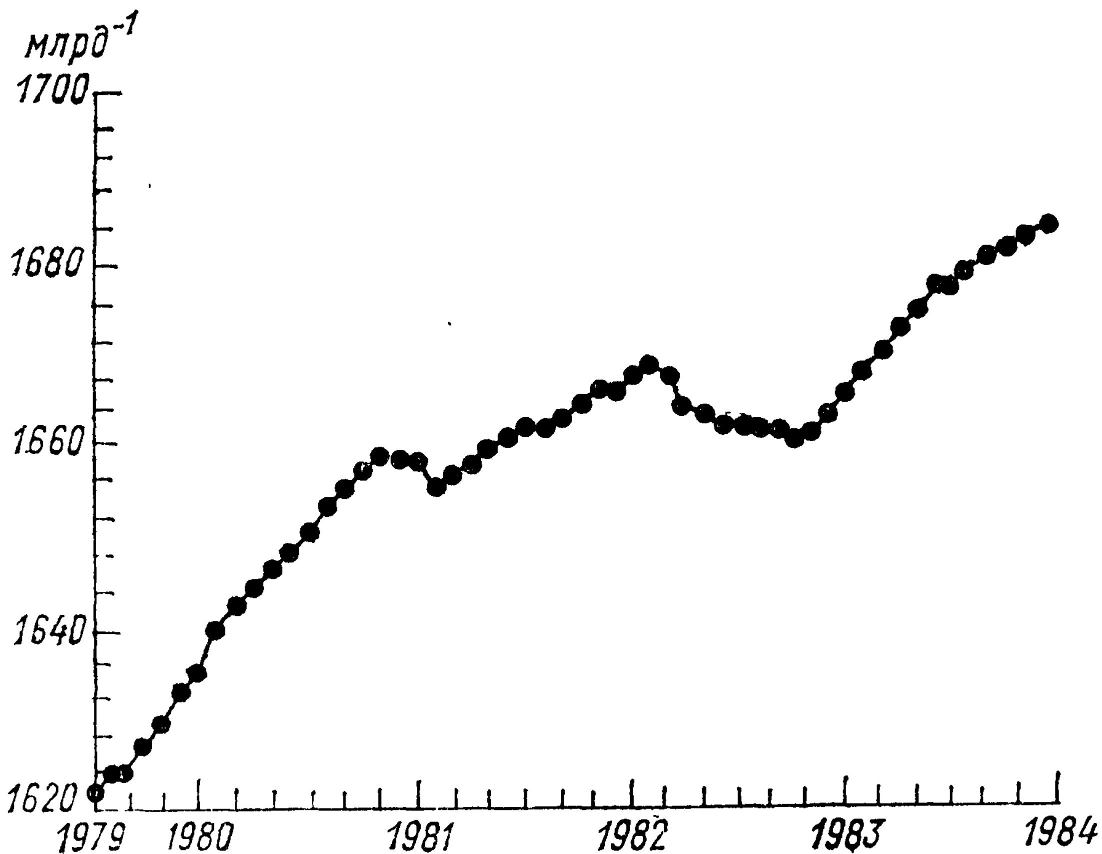


Рис. 15.2.1. Изменение концентрации метана (млрд.$^{-1}$) в атмосфере в различные годы в Кейп-Майерс, 45° с. ш. [96].

Уменьшение концентрации метана в 1982 г. связано с извержением вулкана Эль-Ниньо.

Регулярные измерения концентрации метана в приземном слое методом газовой хроматографии, ведущиеся с 1965 г., позволили достоверно установить, что концентрация метана в атмосфере растет. На рис. 15.2.1 даны результаты измерений, выполненных на станции Кейп-Майерс, штат Орегон (США), 45° с.ш. в период 1978—1984 гг. [96]. Анализ этих данных дает рост метана на 1,8 %/год. Анализ же всех имеющихся на сегодня данных показывает рост CH_4 в атмосфере со скоростью 1,1 %/год за последние 30 лет. Средняя концентрация метана в Европе в 1951 г. составляла 1,14 млн.$^{-1}$, а в 1981 г. — 1,58 млн.$^{-1}$. Отмеченные на разных широтах сезонные циклы дают самые низкие концентрации метана в конце лета, а наиболее высокие зимой и весной. В высоких широтах северного полушария резкое увеличение концентрации метана осенью связано с ростом выбросов из насыщенных водой болотистых почв, которые обычно находятся в промерзшем состоянии.

Амплитуда сезонного колебания возрастает от экватора к полюсам, достигая максимума в Арктике. Другие особенности сезонных циклов в целом соответствуют расчетным циклам OH. На рис. 15.2.2 представлена зависимость среднегодовой концентрации метана от широты. В северном полушарии заметно увеличение средней концентрации к полюсу и вообще изменчивости. Данные получены на 19 станциях наблюдения, расположенных от 76° с.ш. до 90° ю.ш. [135].

Фотохимия метана впервые была рассмотрена Бейтсом и Николе. Основное разрушение CH_4 происходит в результате окисления радикалом OH

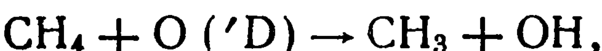


$$CH_4 + OH \rightarrow CH_3 + OH$$

или по реакции с возбужденным кислородом O ($'D$)

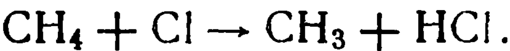


$$CH_4 + O\,('D) \rightarrow CH_2O + H_2,$$



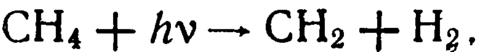
$$CH_4 + O\,('D) \rightarrow CH_3 + OH,$$

причем первая реакция с образованием формальдегида CH_2O в 10 раз более вероятна, чем вторая. В стратосфере возможна также реакция с хлором



$$CH_4 + Cl \rightarrow CH_3 + HCl.$$

Выше стратопаузы следует учитывать фотолиз CH_4 излучением в линии Лайман-α с образованием молекулярного водорода



$$CH_4 + h\nu \rightarrow CH_2 + H_2.$$

Однако в связи с небольшим количеством CH_4 в верхней атмосфере, этим процессом можно пренебречь в глобальном балансе H_2.

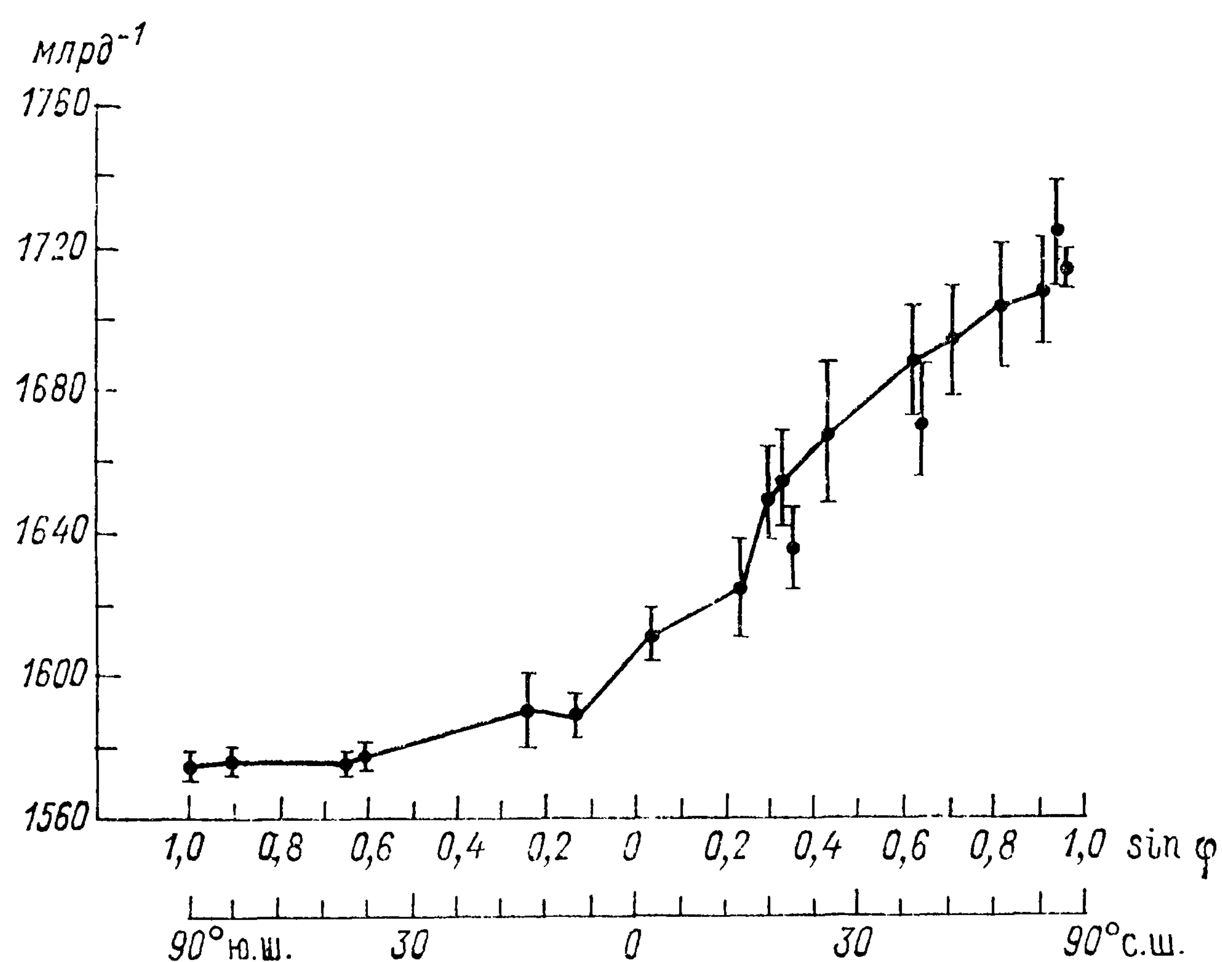


Рис. 15.2.2. Широтное распределение среднегодовой концентрации CH_4 (млрд.$^{-1}$) на 19 станциях наблюдения от 78° с. ш. до 90° ю. ш. [135].

Вертикальное распределение метана определяется равновесием между его разрушением в указанных реакциях и переносом вверх от поверхности. На рис. 15.2.3 дано фотохимическое время жизни CH_4 в зависимости от высоты, а также постоянные переноса. В средней атмосфере характерное время жизни метана имеет одинаковый порядок с временем пере-

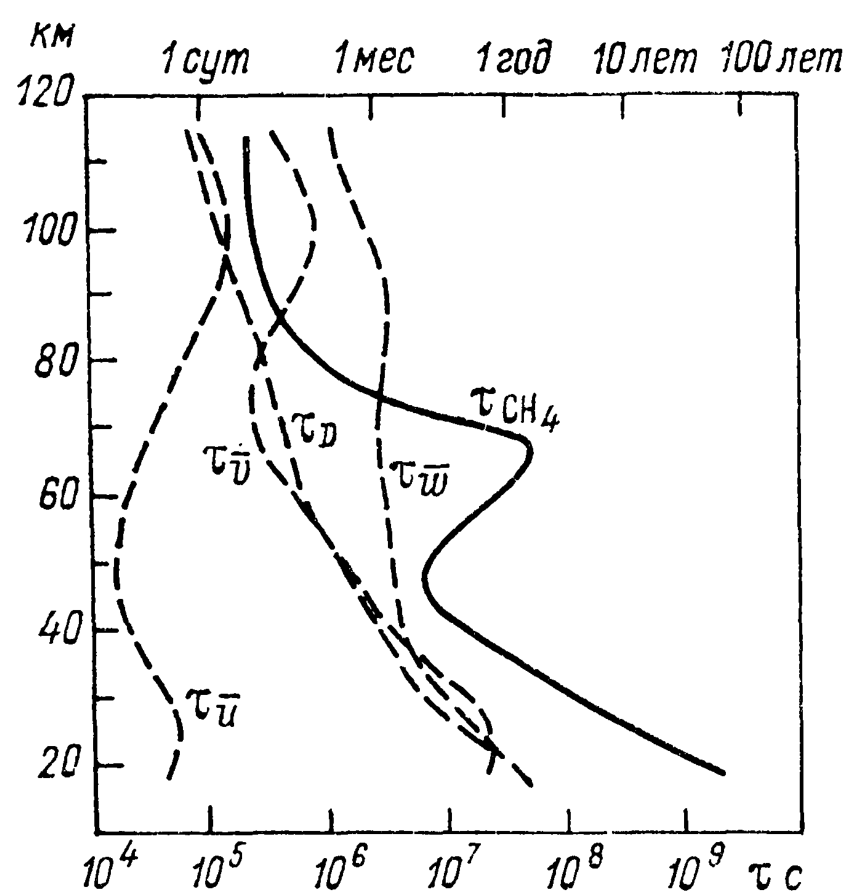


Рис. 15.2.3. Фотохимическое время жизни CH_4 (τ_{CH_4}) и постоянные времени зонального ($\tau_{\bar{u}}$), меридионального ($\tau_{\bar{v}}$), вертикального ($\tau_{\bar{w}}$) переноса и одномерной диффузии τ_D [5].

носа средними меридиональными ветрами и вертикальной турбулентной диффузией. Поэтому CH_4 является прекрасным трассером процессов переноса.

В свободной атмосфере впервые метан был обнаружен спектроскопическим методом, однако бо́льшая часть измерений выполнена методом отбора проб с последующим газохроматографическим анализом. Пробоотборники устанавливались на самолетах, шарах-зондах и ракетах. Данные показывают, что метан хорошо перемешан в тропосфере, его отношение смеси составляет $1{,}6 \cdot 10^{-6}$, выше тропопаузы его концентрация быстро падает. На рис. 15.2.4 показаны результаты измерений, выполненных за последние годы.

Большой объем данных о глобальном распределении метана получен с помощью прибора SAMS, установленного на спутнике «Нимбус-7». Глобальное распределение метана в январе и августе показано на рис. 15.2.5 [5]. Высокие значения в тропической нижней и средней стратосфере отражают быстрый перенос CH_4 вверх из тропосферы на восходящей ветви циркуляционной ячейки Хэдли.

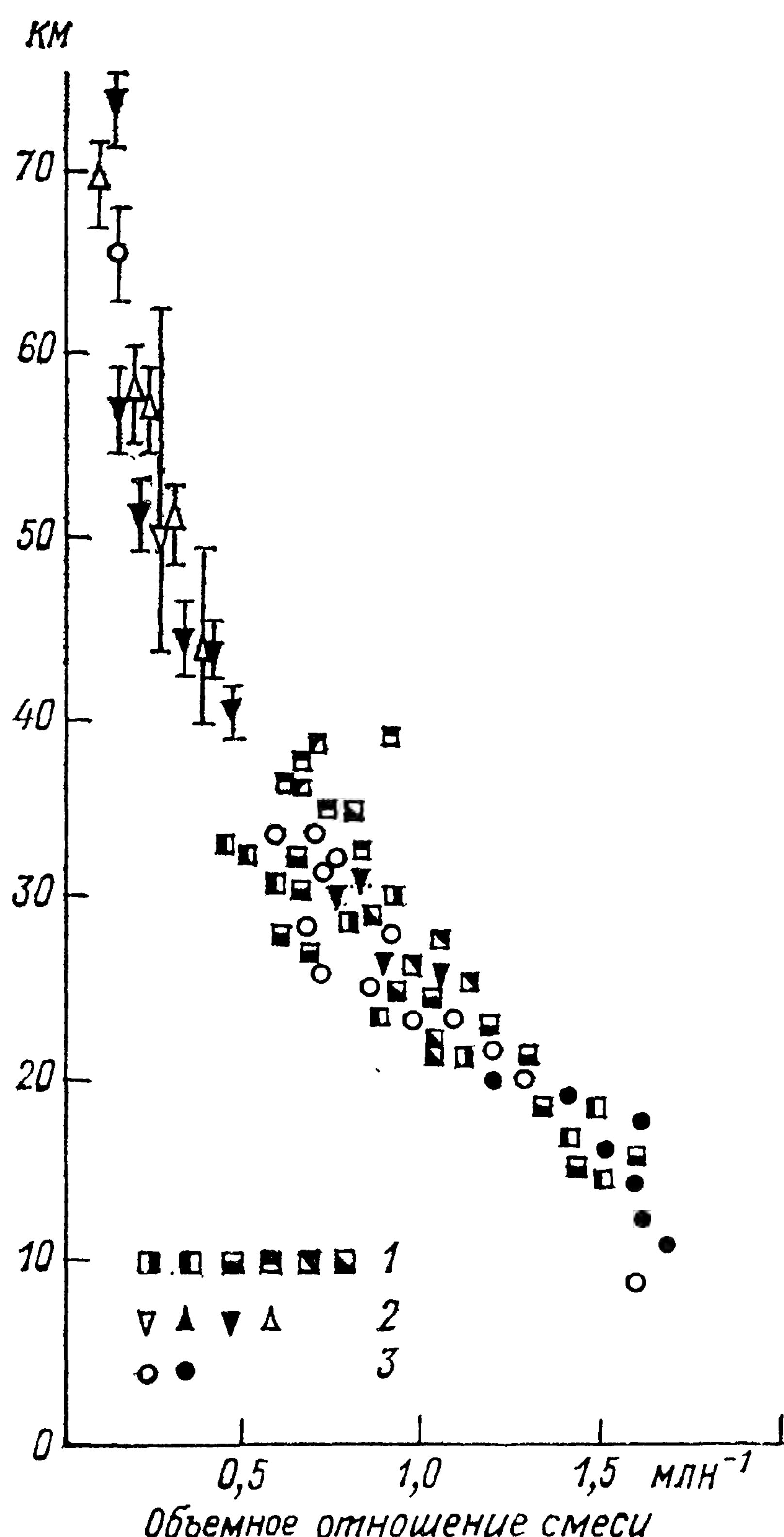


Рис. 15.2.4. Объемное отношение смеси для метана, измеренное при криогенном отборе проб на ракетах (*1*) и аэростатах (*2, 3*).

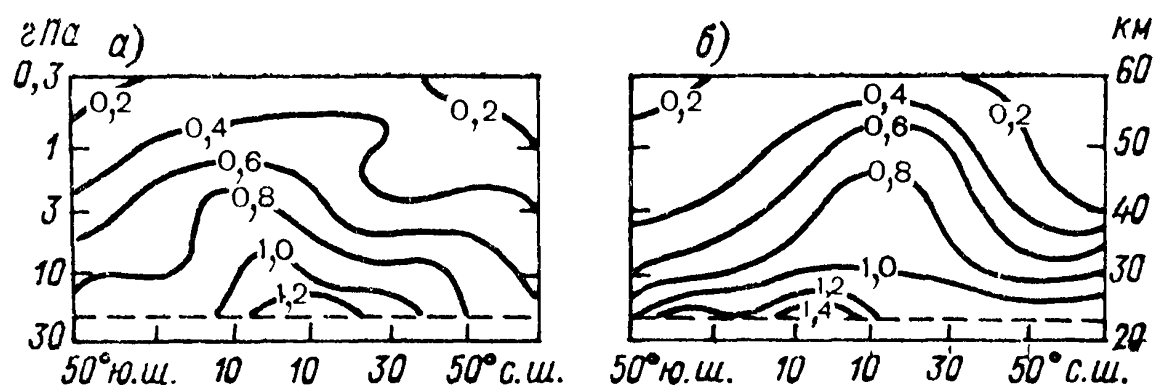
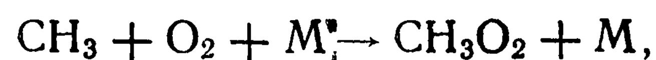


Рис. 15.2.5. Распределение отношения смеси CH_4 (млн.$^{-1}$) в январе (*а*) и августе (*б*) по спутниковым данным [5].

15.2.2. Формальдегид CH_2O

Независимо от способа окисления метана атом углерода из молекулы метана попадает в молекулу формальдегида. В результате окисления CH_4 гидроксильным радикалом OH образуется метил CH_3, быстро реагирующий с молекулярным кислородом:

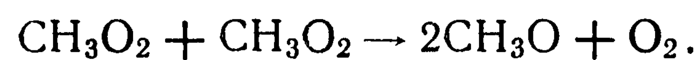


$$CH_3 + O_2 + M \to CH_3O_2 + M,$$

образуя радикал метилпериоксид, который разрушается в реакциях с NO, с самим собой или с HO_2. Два первых процесса ведут к образованию метоксила:

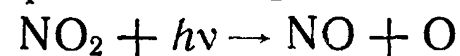


$$CH_3O_2 + NO \to CH_3O + NO_2,$$



$$CH_3O_2 + CH_3O_2 \to 2CH_3O + O_2.$$

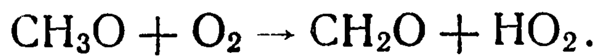
Отметим, что за реакцией образования NO_2 в первом процессе следует далее фотолиз NO_2



$$NO_2 + h\nu \to NO + O$$

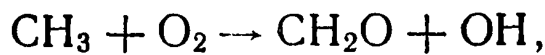
и суммарный эффект состоит в образовании не только CH_3O, но и нечетного кислорода. Эта реакция — важный источник

образования озона в нижней стратосфере и верхней тропосфере. Метоксил CH_3O затем разрушается в реакции с молекулярным кислородом, образуя формальдегид:

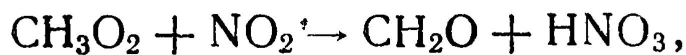


$$CH_3O + O_2 \rightarrow CH_2O + HO_2.$$

Другими механизмами образования формальдегида являются:

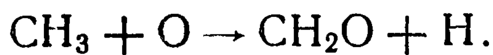


$$CH_3 + O_2 \rightarrow CH_2O + OH,$$



$$CH_3O_2 + NO_2 \rightarrow CH_2O + HNO_3,$$

но эти процессы мало существенны. В мезосфере и нижней термосфере может также играть роль реакция с атомарным кислородом:



$$CH_3 + O \rightarrow CH_2O + H.$$

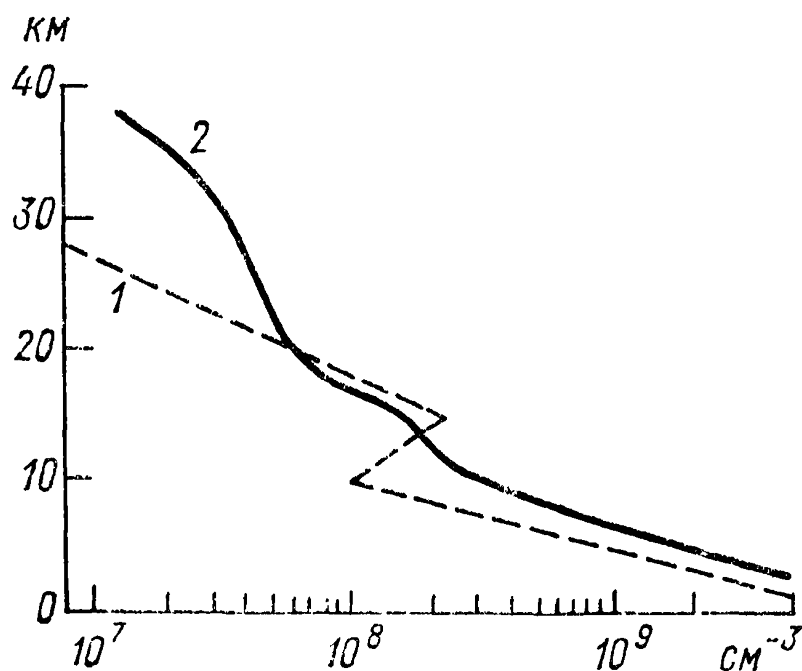


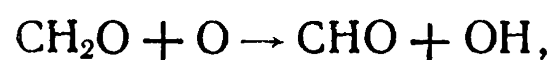
Рис. 15.2.6. Вертикальное распределение концентрации ($см^{-3}$) формальдегида [5].

1 — результаты наблюдений, *2* — расчета.

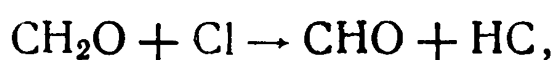
Впервые формальдегид наблюдался в стратосфере методом инфракрасной спектроскопии. В соответствии с этими экспериментами общее количество CH_2O в столбе оценивается в $5 \cdot 10^{15}$ $см^{-2}$ с точностью до фактора 2. На рис. 15.2.6 наблюдаемое распределение сравнивается с расчетным, полученным из условия равновесия между механизмом образования формальдегида и его разрушением в реакциях с гидроксилом, атомарным кислородом, хлором или путем диссоциации по следующим реакциям:



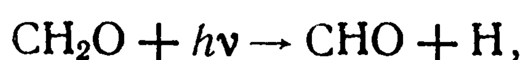
$$CH_2O + OH \rightarrow CHO + H_2O,$$



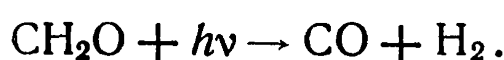
$$CH_2O + O \rightarrow CHO + OH,$$



$$CH_2O + Cl \rightarrow CHO + HC,$$



$$CH_2O + h\nu \rightarrow CHO + H,$$



$$CH_2O + h\nu \rightarrow CO + H_2.$$

Образующиеся в этих процессах радикалы CHO подвергаются дальнейшему преобразованию по реакциям:



$$CHO + h\nu \rightarrow CO + H,$$



$$CHO + O_2 \rightarrow CO + HO_2.$$

Эти процессы ведут к образованию долгоживущего компонента CO, водорода и водородных радикалов H, OH, HO_2, которые затем рекомбинируют, образуя молекулы воды. Таким образом, разрушение метана по длинной цепочке приводит к образованию в стратосфере и мезосфере воды, оксида углерода и водорода.

15.2.3. Оксид углерода CO

Оксид углерода — один из конечных продуктов окисления метана. Влияние CO на химию тропосферы и стратосферы хотя и является косвенным, но очень важно. Повышение содержания CO ведет к снижению содержания OH, что в свою очередь способствует повышению содержания большого класса веществ, для которых стоком являются реакции с OH. Окисление метана в результате описанных выше химических процессов ведет к образованию около 800 Мт оксида углерода в год, что зависит от средней концентрации OH и составляет около 30 % общей скорости образования CO. В табл. 15.2.2 приведен общий баланс оксида углерода.

Разрушается оксид углерода в основном в тропосфере, часть молекул может быть перенесена в стратосферу. Единственным существенным стоком CO является реакция с OH:



$$CO + OH \rightarrow CO_2 + H.$$

Картина глобального распределения CO по данным до 1980 г. показана на рис. 15.2.7, отдельно представлены данные измерений в приземном слое и в средней тропосфере. В южном полушарии среднее отношение смеси CO и воздуха у поверхности Земли составляет примерно 70 $млрд^{-1}$ (по объему), в северном полушарии на широте 60° оно приближается к 200 $млрд^{-1}$ (по объему), т. е. в три раза больше. Для нижней и средней тропосферы этот градиент значительно меньше.

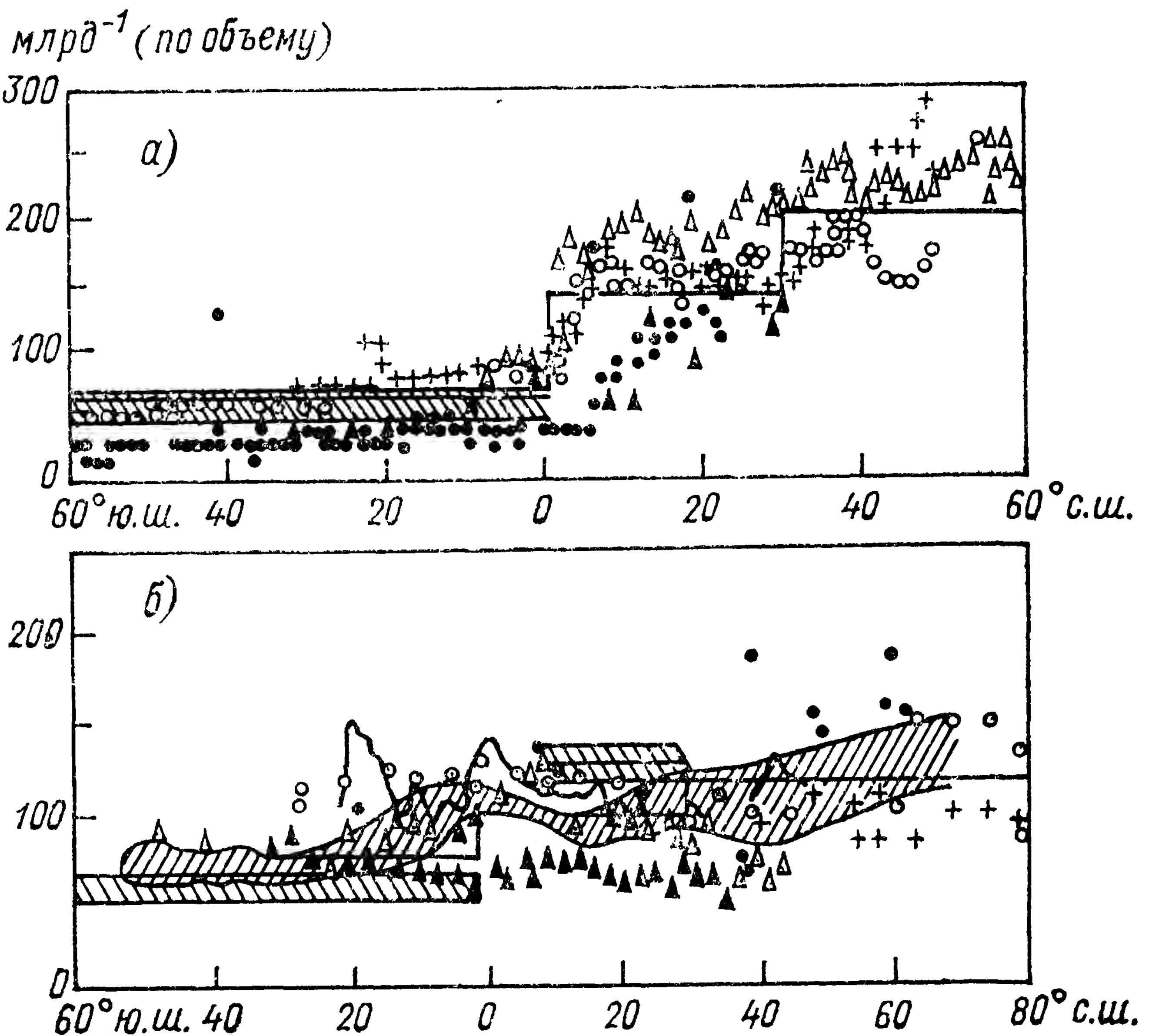


Рис. 15.2.7. Широтное распределение содержания (млрд.$^{-1}$, по объему) CO в атмосфере [105].

а — приземный слой, *б* — средняя тропосфера; сплошные линии — средние по широтным зонам значения.

Глобальная картина распределения CO также была получена со спутника.

Сезонный ход концентрации CO в приземном слое атмосферы в средних широтах южного полушария (34° ю. ш.) дан

Таблица 15.2.2

Общий баланс CO (Мт/год) [5]

Составляющая баланса	Общее количество	Среднее: северное полушарие	Среднее: южное полушарие
Источники			
Сжигание топлива в двигателях	400—1000	425	25
Окисление углеводородов антропогенного происхождения	0—190	85	5
Сжигание дерева для отопления	17—150	33	17
Расчистка полей	80—1200	260	120
Выжигание саванны	50—60	100	100
Лесные пожары	8—75	22	3
Океан	20—80	13	27
Выделение растениями	21—210	50	20
Окисление изопренов и терпенов	190—1700	380	180
Окисление метана	780—350	400	380
Сумма	1500—6000	1770	880
Стоки			
Захват почвой	250	210	40
Фотохимия	2000—4000	1850	1250
Сумма	2250—4250	2060	1290

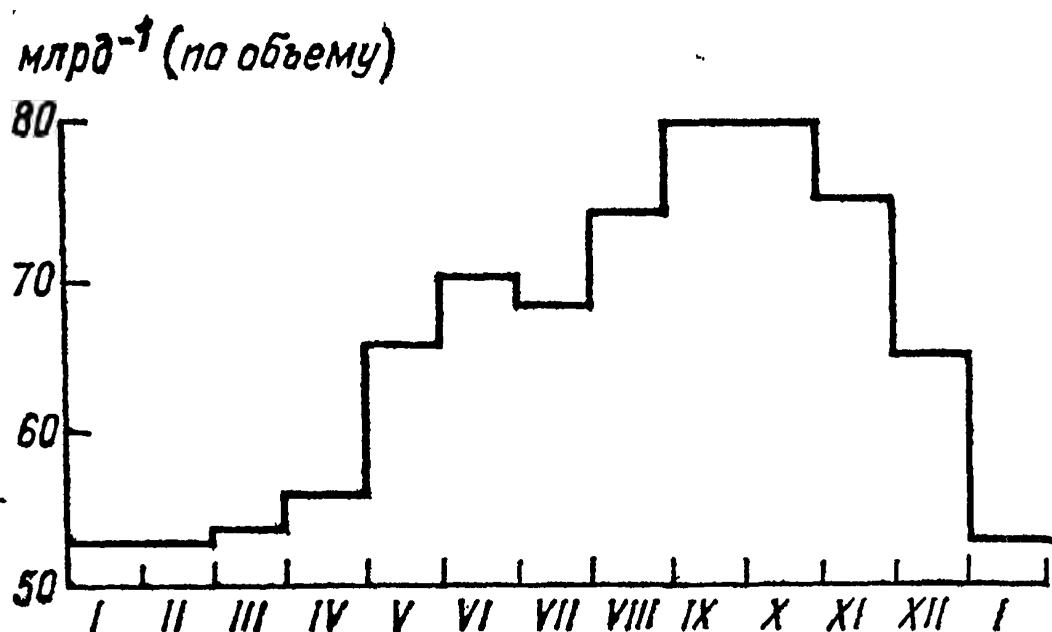


Рис. 15.2.8. Сезонные вариации содержания CO (млрд.$^{-1}$, по объему) в приземном слое атмосферы в Южной Африке, 34° ю. ш. [55].

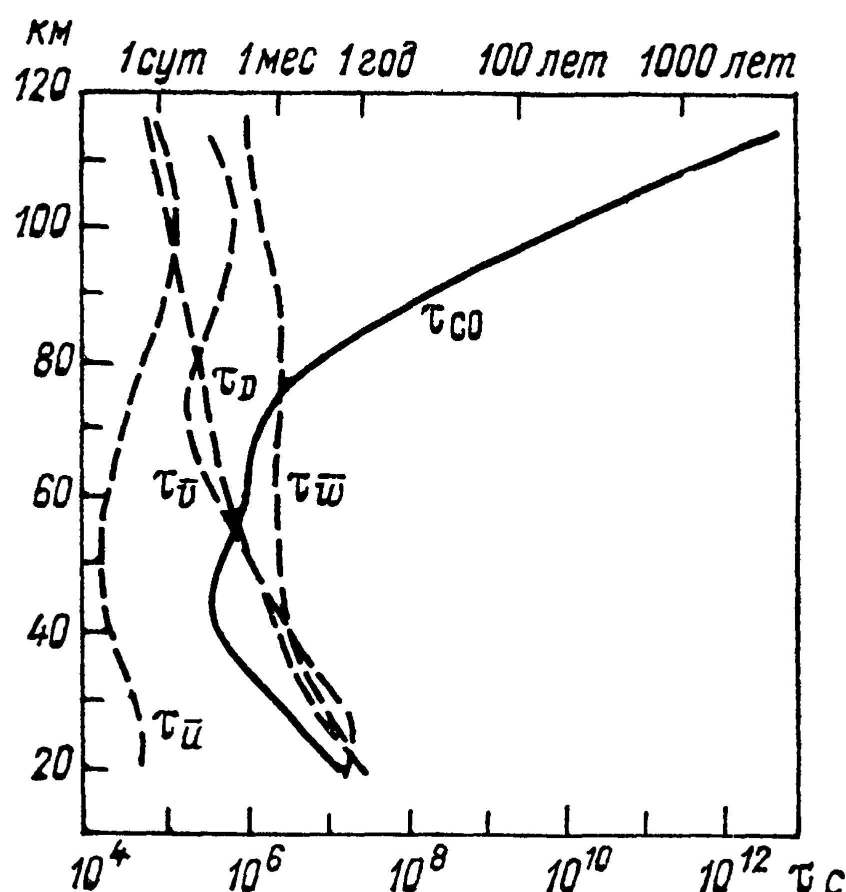


Рис. 15.2.9. Фотохимическое время жизни CO (τ_{CO}) и постоянные времени зонального ($\tau_{\bar{u}}$), меридионального ($\tau_{\bar{v}}$), вертикального ($\tau_{\bar{w}}$) переноса и одномерной диффузии τ_D [5].

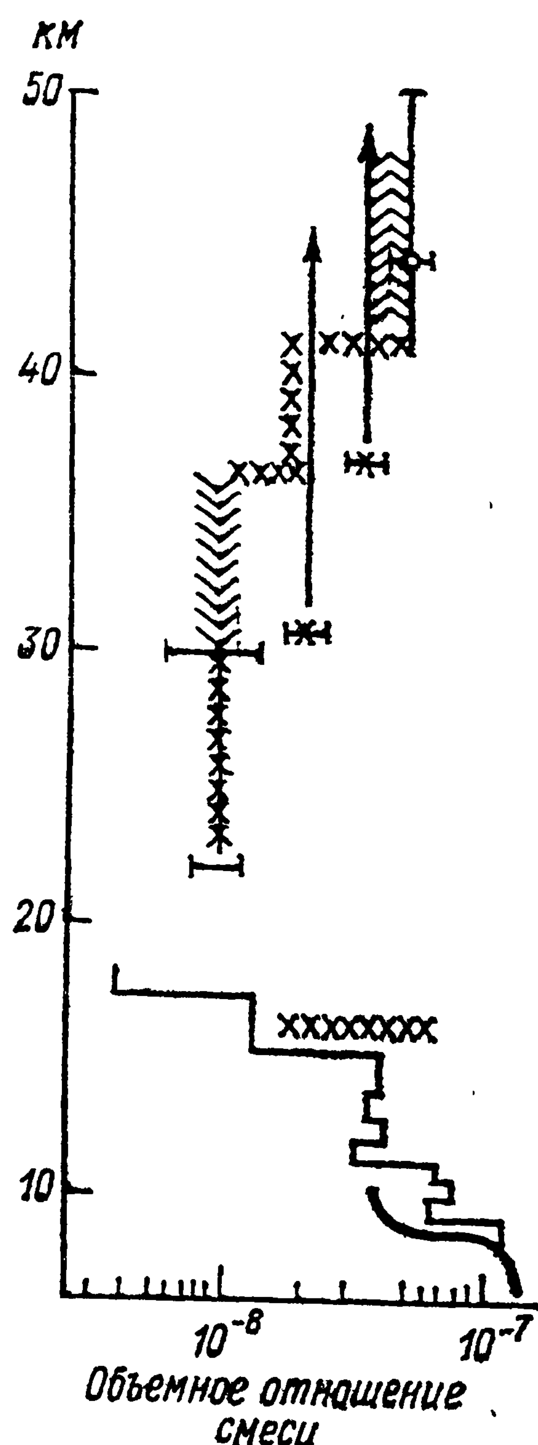


Рис. 15.2.10. Вертикальное распределение отношения смеси для CO в стратосфере по данным разных авторов [5].

на рис. 15.2.8. Амплитуда сезонного цикла максимальна в высоких и средних широтах и минимальна у экватора.

Профиль фотохимического времени жизни CO, *а также* постоянные времени для меридионального ($\tau_{\bar{u}}$), зонального ($\tau_{\bar{v}}$) и вертикального ($\tau_{\bar{w}}$) переноса и вертикальной турбулентной диффузии τ_D даны на рис. 15.2.9. Время жизни CO велико, и его распределение в средней атмосфере зависит от вертикального и меридионального переноса. На рис. 15.2.10 показано распределение отношения смеси CO в тропосфере и стратосфере. Выше тропопаузы, как правило, концентрация CO быстро уменьшается. Наличие большого градиента заставляет предположить, что вертикальный перенос из тропосферы в стратосферу мал. Относительная концентрация CO в слое 22—36 км постоянна и имеет порядок 10^{-8}. В то же время данные наблюдений [153] свидетельствуют об увеличении количества CO в верхней стратосфере, как это и предсказывало моделями. В мезосфере профили CO измерялись дистанционными микроволновыми методами с Земли.

На основании имеющихся данных можно предположить, что общее количество CO в глобальном масштабе возрастает. Однако скорость возрастания определить трудно вследствие больших пространственных и временны́х колебаний. Данные за 1979—1982 гг. показывают, что количество CO в приземном слое увеличилось на 5 % [96]. Данные спектроскопических измерений концентрации CO над территорией СССР за 1970—1982 гг. [9] дают увеличение на 1—2 %.

Над Швейцарией за 1951—1981 гг. содержание CO увеличилось на 2 %. Нет таких данных, которые могли бы установить динамику изменения содержания CO в глобальных масштабах за более длительный срок, и, следовательно, трудно определить степень повышения содержания CO, связанного с деятельностью человека.

15.2.4. Диоксид углерода CO_2

Диоксид углерода — второй конечный продукт длинной цепи окисления метана. Этот пассивный компонент не играет заметной роли в химии средней атмосферы, но оказывает определяющее влияние на тепловой баланс атмосферы. Диоксид углерода образуется на уровне подстилающей поверхности растениями и океанами. Сжигание топлива представляет собой важный антропогенный источник CO_2. Общепринято, что относительная концентрация CO_2 почти неизменна с высотой по всей гомосфере, несмотря на небольшой эффект фотодиссоциации в нижней термосфере. Существуют длительные, очень точные и детально исследованные временны́е ряды данных по атмосферному CO_2 на различных широтах. По таким данным можно получить представление об истории эволюции атмосферно-биосферного обмена, что в свою очередь может облегчить интерпретацию данных о циклических превращениях взаимосвязанных следовых газов углеродного цикла, таких, как CH_4 и CO, механизм изменения которых изучен в меньшей степени. Изменения концентраций CO_2 во времени за период 1973—1983 гг. по данным непрерывных

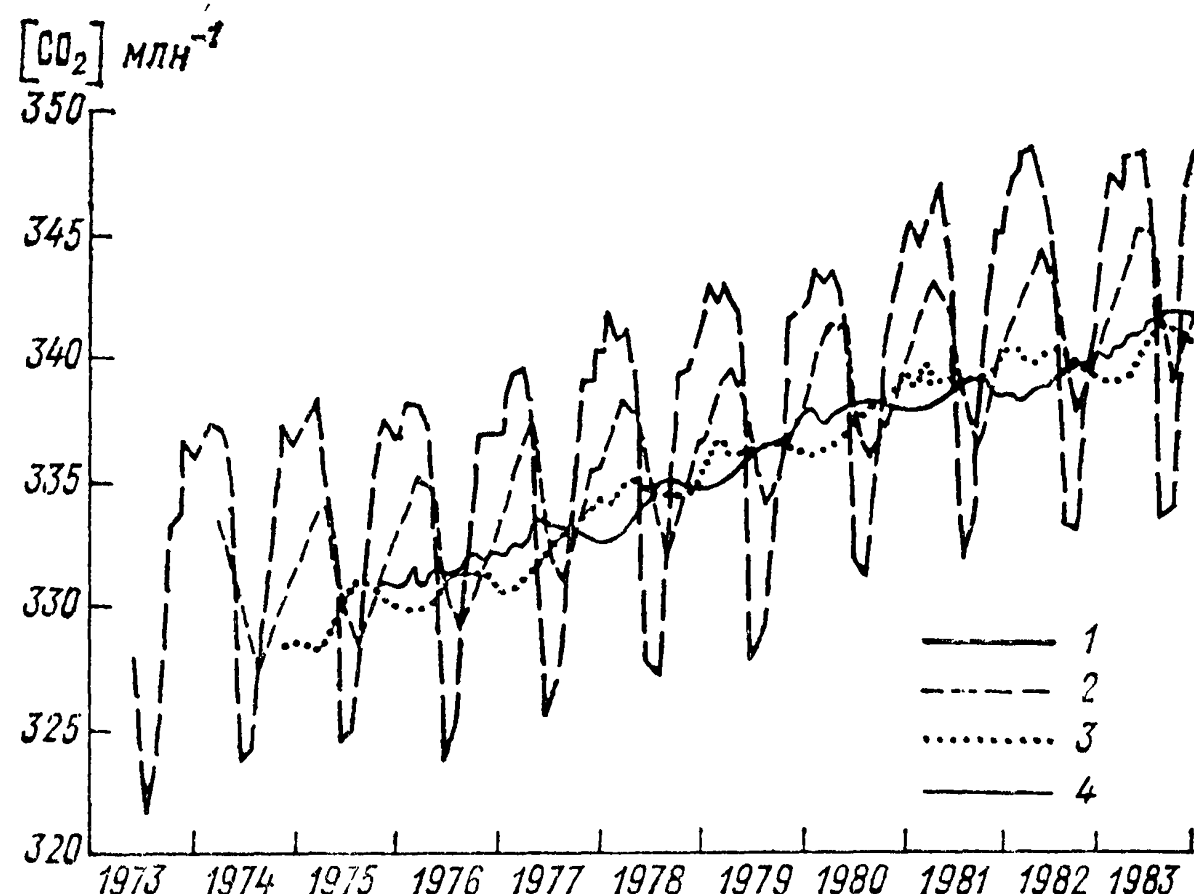


Рис. 15.2.11. Среднемесячные концентрации CO_2 по данным непрерывных измерений на базовых станциях НУОА, США [19].

1 — Барроу, Аляска; *2* — Мауна-Лоа, Гавайи; *3* — Самоа, Океания; *4* — Южный полюс, Антарктида.

измерений на четырех базовых обсерваториях НУОА (США) представлены на рис. 15.2.11. Точки соответствуют среднемесячным значениям концентраций. Наблюдаемые сезонные колебания определяются периодом вегетации растений и почвами. Зависимость амплитуды сезонных колебаний содержания CO_2 от широты показана на рис. 15.2.12.

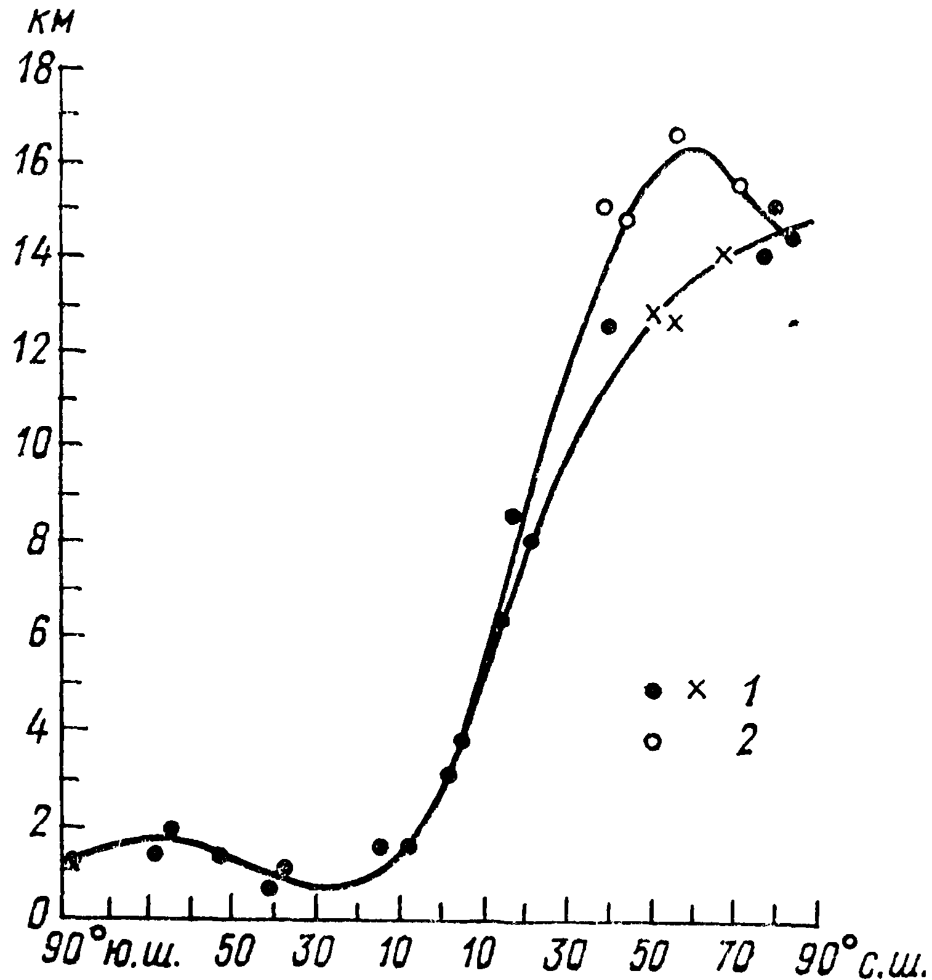


Рис. 15.2.12. Амплитуда сезонных колебаний содержания CO_2 в зависимости от широты по данным океанических (*1*) и материковых (*2*) станций, расположенных на уровне моря [55].

В табл. 15.2.3 суммированы данные о средней глобальной концентрации на 1984 г. для трех основных составляющих углеродного цикла CO, CO_2 и CH_4. Здесь же даны годовые тренды средних величин и сезонных колебаний, осредненные по двум десятилетиям.

Таблица 15.2.3

Средние глобальные концентрации и годовые тренды основных составляющих углеродного цикла в 1984 г. [55]

Газ	Средняя глобальная концентрация, млн$^{-1}$	Увеличение среднего уровня, %		Увеличение сезонной амплитуды колебаний, %	
		1965—1975 гг.	1975—1985 гг.	1965—1975 гг.	1975—1985 гг.
CO_2	343,8±0,2	3	4	2	10—20
CH_4	1,67±0,1	5	10—15	—	—
CO	0,09±0,2	—	5—50	—	—

15.2.5. Углеводороды

Хотя метан является преобладающим углеводородом в атмосфере планеты, другие более реакционно способные углеводороды, особенно изопрены, терпены и C_2—C_5 — алкены, тоже оказывают сильное воздействие на фотохимические процессы тропосферы и глобальное распределение гидроксила OH, озона и оксида углерода. Распространенность этих неметановых углеводородов еще не очень хорошо изучена, хотя некоторые современные количественные данные об этих соединениях на уровне земной поверхности имеются. Из табл. 15.2.4, в которой приведены концентрации легких углеводородов в атмосферном воздухе, измеренные в различных точках земного шара, следует, что содержание этих газов в северном полушарии в два, три раза выше, чем в южном, а некоторых и в десять раз.

Распределение этих веществ в тропосфере и стратосфере еще менее изучено. По данным работы [129], содержание этана (C_2H_6) в стратосфере уменьшается от 1 млрд$^{-1}$ на уровне 10 км до 0,01 млрд$^{-1}$ на высоте 30 км; пропана (C_3H_8) — уменьшается от 0,2 млрд$^{-1}$ на высоте 10 км до 0,015 млрд$^{-1}$ на высоте 30 км и ацетилена (C_2H_2) — от 0,3 млрд$^{-1}$ на высоте 10 км до 0,02 млрд$^{-1}$ на высоте 30 км. Измерения содержания этана C_2H_6 и пропана C_3H_8 использовались для определения концентрации в атмосфере атомов хлора [129].

Таблица 15.2.4

Содержание легких углеводородов в приземном слое атмосферы, осредненное для северного (СП) и южного (ЮП) полушария за 1979—1982 гг. [55]

Газ	Концентрация, млрд$^{-1}$	Широта	Газ	Концентрация, млрд$^{-1}$	Широта
C_2H_5	2,78	СП	C_4H_{10}	2,8	СП
	0,19	10—25°		0,26	ЮП
	1,8	СП	C_5H_8	2,27±2	40° ю.
	0,78	ЮП	C_5H_{12}	1,03	СП
	6,9	СП		0,53	ЮП
	1,16	ЮП			
			C_7H_8	3,00±1,8	40° ю.
C_3H_6	0,82	СП		0,14±0,13	40° ю.
	0,15	ЮП			
			C_8H_{10}	3,00±1,5	СП
C_3H_8	4,28	СП		0,14	40° с.
	0,28	ЮП			

15.3. ВОДОРОДНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ

15.3.1. Водяной пар H_2O

Водяной пар H_2O — важнейшая составляющая атмосферы, определяющая ее радиационный, тепловой и динамический режим. Источники и стоки H_2O в тропосфере определяются целиком испарением и осадками. Роль фотохимических реакций в тропосферном балансе H_2O ничтожно мала. Непрерывно действующим источником атмосферного водяного пара является поверхность океана и материков, с которой ежегодно испаряется $5{,}05 \cdot 10^8$ и $0{,}72 \cdot 10^8$ Мт воды соответственно [32]. По этой причине количество водяного пара очень велико в низких широтах. Бóльшая часть H_2O в атмосфере существует в виде пара. Облака содержат только несколько процентов жидкой воды, хотя они покрывают примерно половину поверхности земного шара. Относительная концентрация паров H_2O на уровне земной поверхности непостоянна и изменяется от, например, 10^{-2} до 10^{-4} в пустынных районах.

Тропосферный влагооборот изучен достаточно подробно. Итоги исследования отражены в монографии «Мировой водный баланс» [21]. Значительно менее изучен водяной пар в верхней тропосфере, стратосфере и мезосфере. Лишь в последние десятилетия измерена концентрация водяного пара на разных уровнях и широтах в стратосфере и накоплен

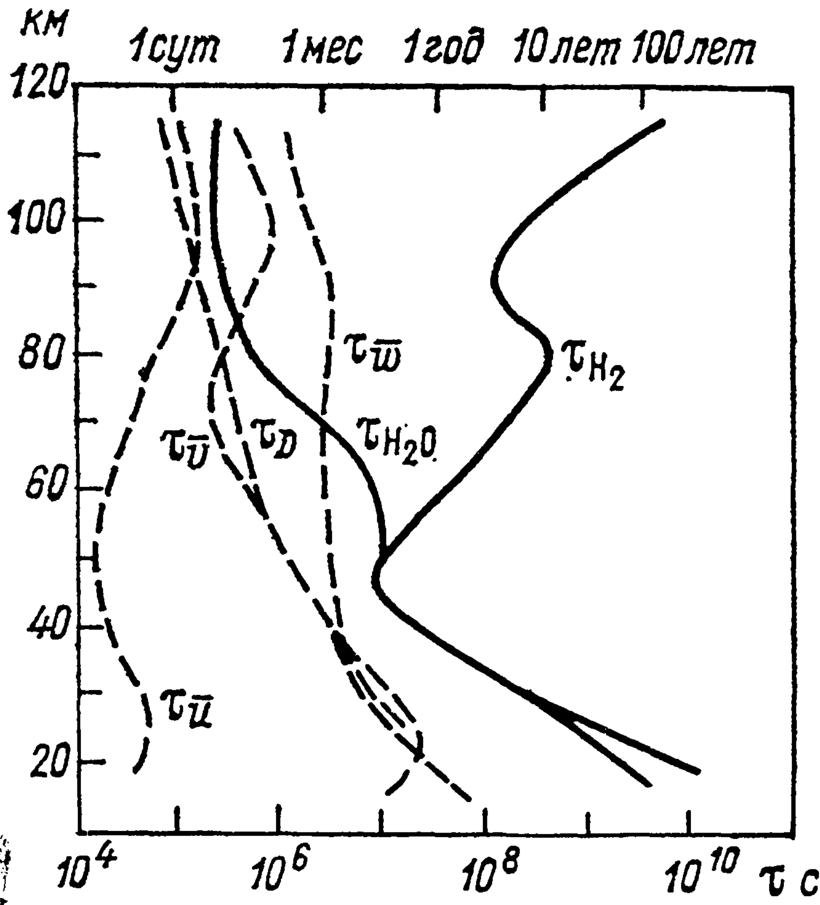


Рис. 15.3.1. Фотохимическое время жизни $H_2O(\tau_{H_2O})$ и $H_2(\tau_{H_2})$ и постоянные времени зонального ($\tau_{\bar{u}}$), меридионального ($\tau_{\bar{v}}$), вертикального ($\tau_{\bar{w}}$) переноса и одномерной диффузии τ_D [5].

объем данных и дистанционных измерений, в том числе спутниковых. Результаты обобщены в ряде обзоров [14, 75]. Фотохимическое время жизни H_2O и H_2, рассчитанное по модели из [36], и постоянные времени переноса представлены на рис. 15.3.1. Расчет показывает, что большое время жизни этих составляющих обусловливает вариации их, связанные с атмосферным переносом. Многочисленные исследования вертикальных профилей абсолютной влажности, выполненные как контактными, так и оптическими методами с аэростатов, самолетов и спутников, показывают уменьшение влажности в тропосфере и значительное уменьшение в нижней стратосфере в слое, близком к тропопаузе, даже по сравнению с влажностью в верхней стратосфере. Этот минимум абсолютной влажности, отмечаемый на всех без исключения профилях, называют гигропаузой. Среднее значение отношения смеси H_2O для тропической гигропаузы равно $3{,}4 \pm 0{,}24$ млн$^{-1}$. Гигропауза расположена на несколько километров выше тропопаузы. На рис. 15.3.2 показаны профили H_2O, полученные различными методами одновременно. Данные наблюдений свидетельствуют о значительной изменчивости содержания водяного пара, а приборы с высоким пространственным разрешением показывают, что вертикальный профиль крайне изрезан и представляет собой чередование слоев, характерная толщина которых порядка 1000 м.

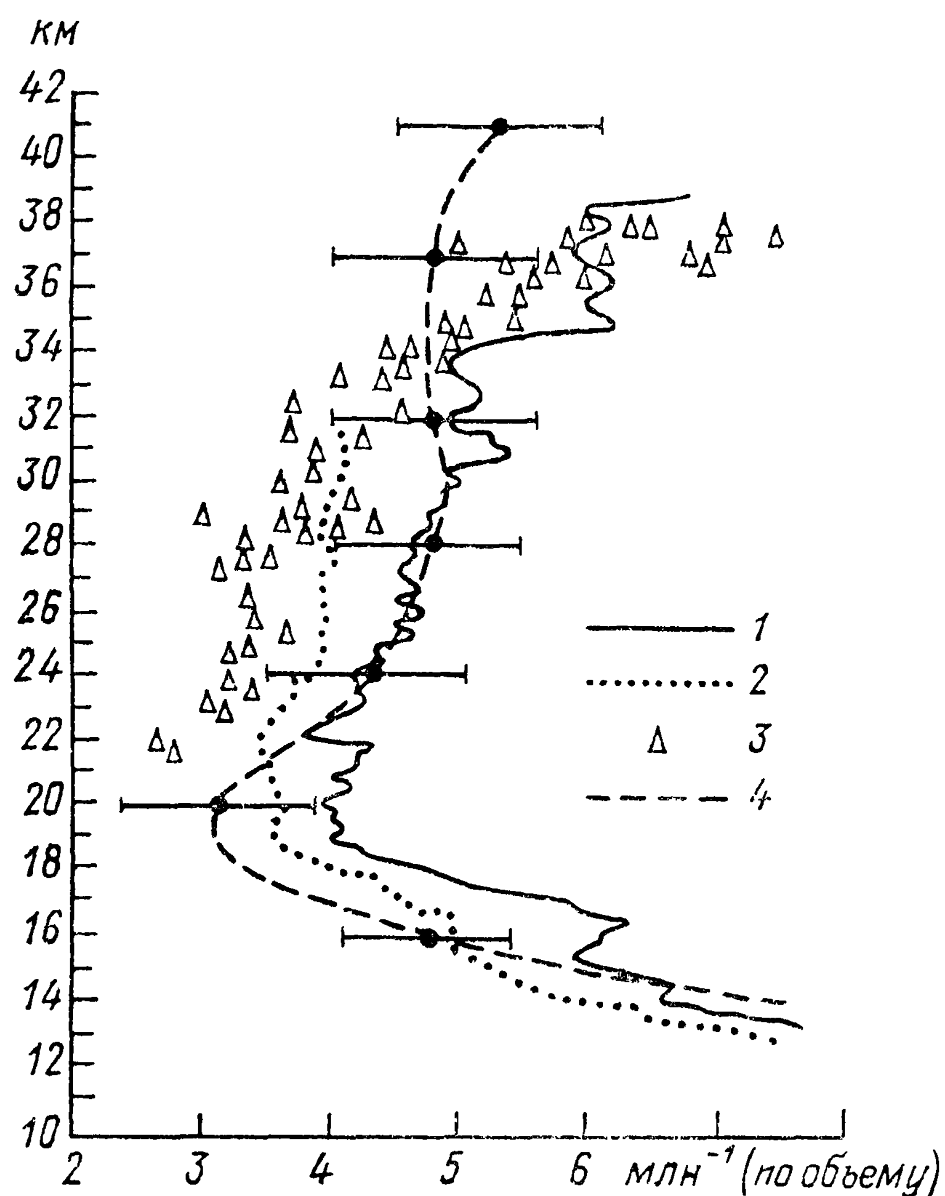


Рис. 15.3.2. Вертикальное распределение водяного пара (млн.$^{-1}$, по объему) при одновременном измерении различными методами, США, октябрь 1983 г. [55].

1 — гигрометр Лайман-α, *2* — гигрометр по «точке замерзания», *3* — масс-спектрометрические измерения, *4* — зональный профиль для 32° с. ш. по спутниковым данным за октябрь 1978 г.

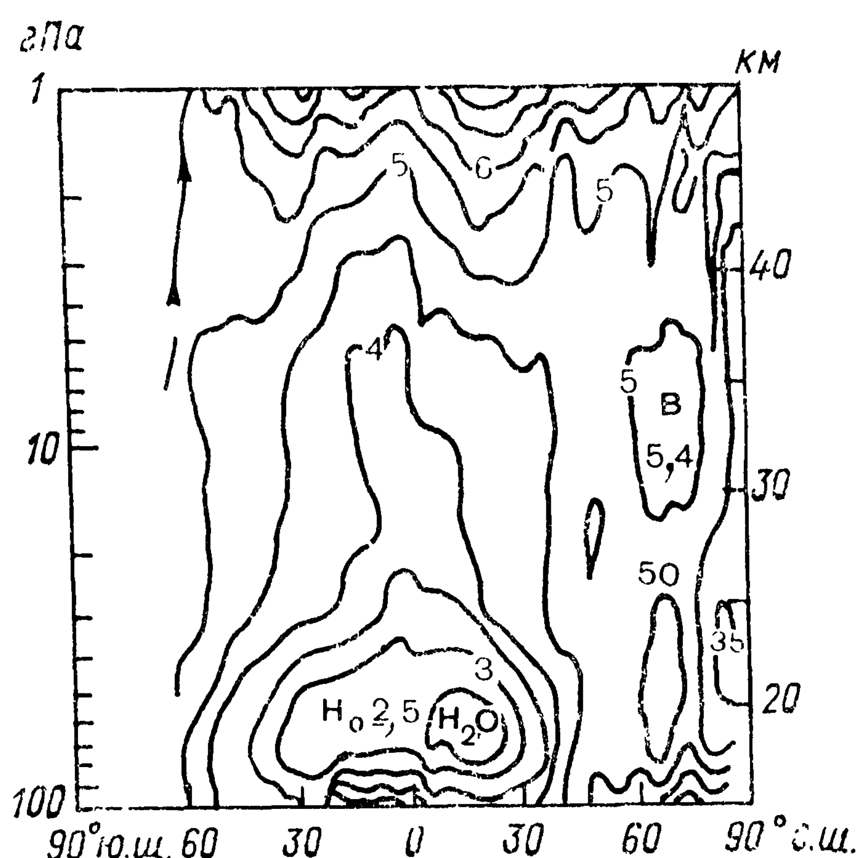
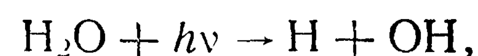


Рис. 15.3.3. Распределение H_2O (млн.$^{-1}$) по данным спутника «Нимбус-7» в 1979 г. [130].

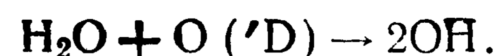
Зонально усредненные данные приведены на рис. 15.3.3. [130].

Образование водяного пара в верхней стратосфере и мезосфере происходит в результате окисления метана. Сток H_2O осуществляется через фотодиссоциацию молекул при поглощении излучения в линии Лайман-α с $\lambda < 200$ нм:



$$H_2O + h\nu \rightarrow H + OH,$$

а также в результате взаимодействия с атомарным кислородом $O(^1D)$:



$$H_2O + O(^1D) \rightarrow 2OH.$$

Водяной пар образует в мезосфере гидратные ионы-связки $H^+(H_2O)_n$, которые наблюдаются в этой области масс-спектрометрами.

Содержание водяного пара в верхней стратосфере и мезосфере измерялось с помощью микроволновой техники (вращательная эмиссия H_2O на 22,2 Гц) как с поверхности Земли [57], так и с самолета [146]. Результаты измерений приведены на рис. 15.3.4. Отношение смеси водяного пара

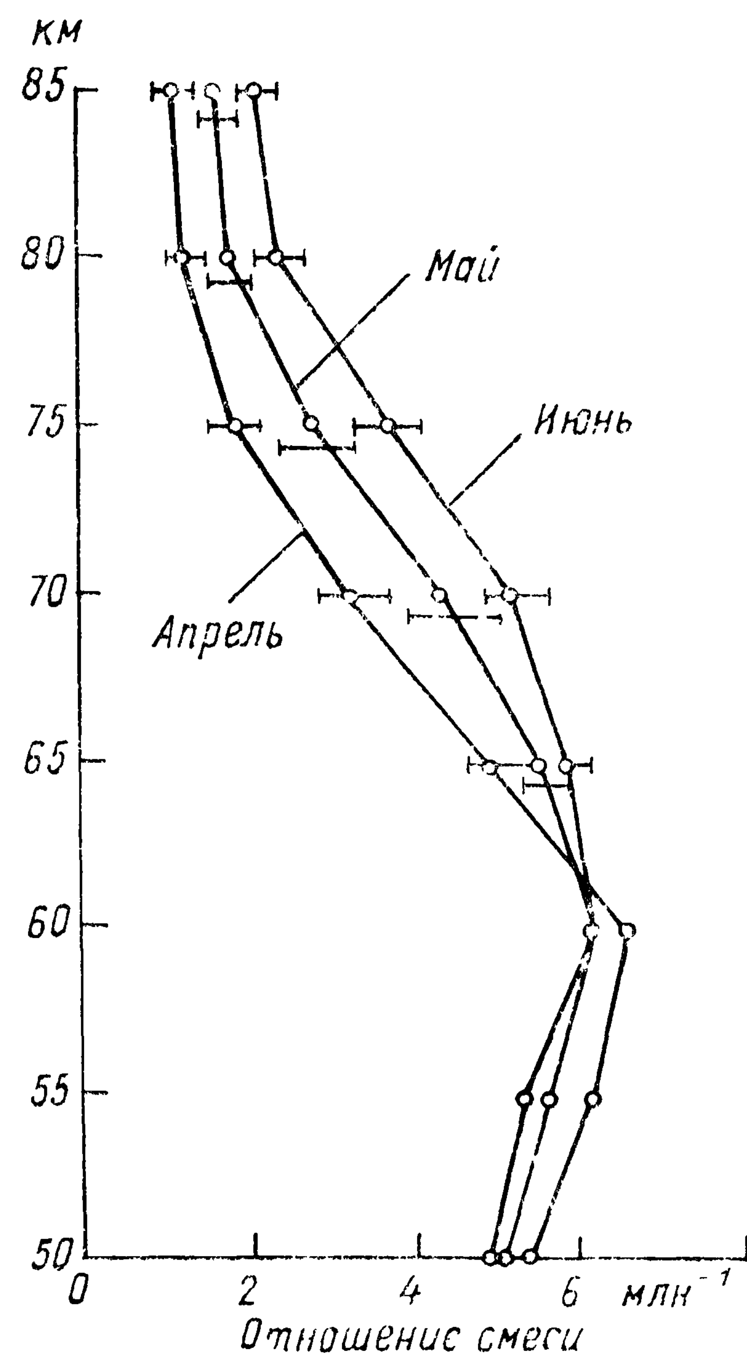


Рис. 15.3.4. Усредненные за месяц профили отношения смеси для водяного пара в мезосфере, измеренного с помощью микроволновой спектроскопии в 1984 г. в Калифорнии (34° с. ш.), США [55].

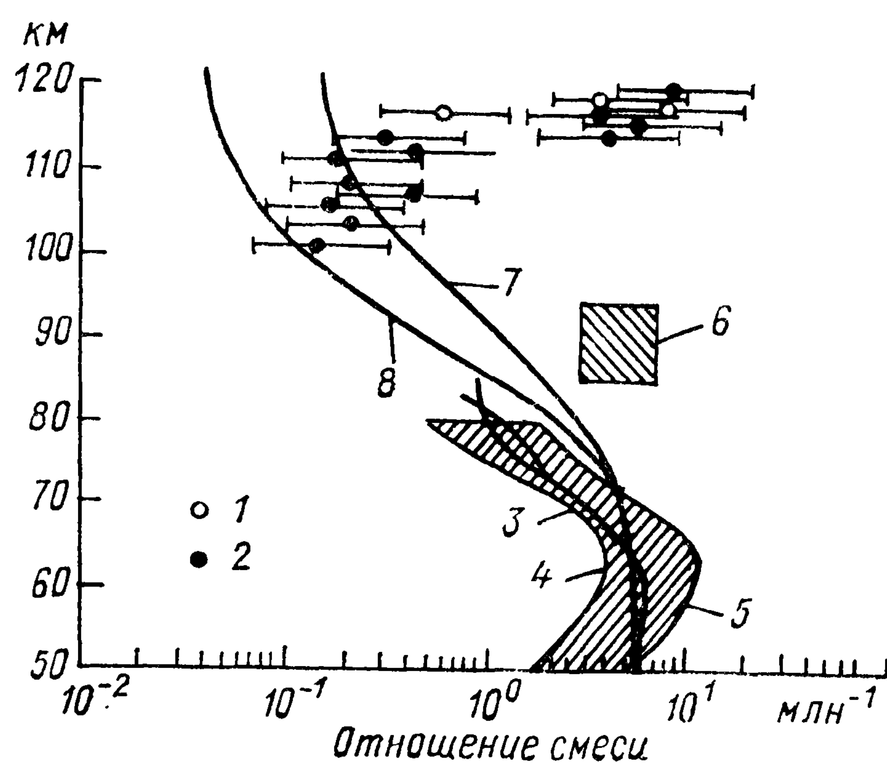


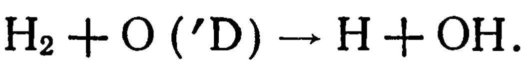
Рис. 15.3.5. Вертикальное распределение отношения смеси для водяного пара в мезосфере и нижней термосфере [5].

1—6 — данные измерений различных авторов; *7, 8* — результаты модельных расчетов при минимуме (*7*) и максимуме (*8*) солнечной активности.

в этой области растет, достигая максимума на высоте 55—65 км, заметны сезонные колебания водяного пара на высоте более 65 км. На рис. 15.3.5 [5] показано распределение H_2O в мезосфере по данным измерений различных авторов (кривые *1—6*) и по модельным расчетам (кривые *7* и *8*). Расчет выполнен по одномерной модели для двух уровней солнечной активности.

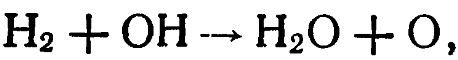
15.3.2. Молекулярный водород H_2

Молекулярный водород — стабильная молекула с большим фотохимическим временем жизни (см. рис. 15.3.1), вследствие чего он достаточно равномерно распределен в тропосфере и нижней стратосфере. Общее количество водорода в атмосфере составляет примерно 200 Мт (170 Мт в тропосфере и 30 Мт выше тропопаузы). Время глобального цикла 3 ± 2 года. Химическое образование H_2 происходит при фотолизе формальдегида, возникшего за счет окисления метана в нижней стратосфере. Этот механизм ежегодно дает 13 ± 3 Мт. Окисление изопрена и терпенов приводит к дополнительному образованию водорода со скоростью 10—35 Мт/год. Источником молекулярного водорода являются также океаны, которые перенасыщены водородом, и вулканы. Данные наблюдений показывают, что водород образуется при сжигании лесов и саванны в сельскохозяйственных целях и при неполном сгорании топлива в автомобилях. Молекулярный водород возникает также при рекомбинации радикалов H и HO_2, которые сами образуются в результате фотолиза водяного пара. Этот механизм играет второстепенную роль в тропосфере, но может обусловливать высокие концентрации H_2 в мезосфере и нижней термосфере. Разрушение молекулярного водорода происходит при реакциях с атомарным кислородом, в результате которых образуются свободные радикалы H и OH:



$$H_2 + O(^1D) \rightarrow H + OH.$$

Гибель молекулярного водорода может происходить и при реакциях с гидроксилом



$$H_2 + OH \rightarrow H_2O + O,$$

которая играет важную роль на высоте более 50 км.

Общий глобальный баланс молекулярного водорода с учетом упомянутых источников и стоков дан в табл. 15.3.1.

Таблица 15.3.1

Глобальный баланс молекулярного водорода (Мт/год) [5]

Составляющие баланса	Мощность источника, Мт/год	Полушарие	
		северное	южное
Источники			
Океаны, вулканы	2,0—5,0	1,2—3,0	0,8—2,0
Окисление метана	10,8—16,0	5,4—8,0	5,4—8,0
Окисление терпена, изопрена	10,0—35,0	6,0—20,0	4,0—15,0
Автотранспорт	11,5—57,1	9,8—48,5	1,7—8,0
Сгорание биомассы	9,0—21,0	4,5—10,5	4,5—10,5
Общее образование H_2	43,3—134,1	26,9—90,0	16,4—44,1
Стоки			
Фотохимия			
стратосфера	0,6—1,6	0,3—0,8	0,3—0,8
тропосфера	10,0—23,7	5,0—11,8	5,0—11,8
Разрушение на поверхности	19,9—107,4	12,9—69,6	7,0—37,8
Общие потери	30,5—132,7	18,2—82,2	12,3—50,5
Среднее отношение смеси, млн$^{-1}$	0,560	0,575	0,550
Глобальное содержание, Мт	170,7	87,2	83,5

Содержание молекулярного водорода слабо меняется с высотой. Отношение смеси H_2 примерно равно $5{,}6 \cdot 10^7$ в тропосфере, нижней и средней стратосфере [74]. Измерения велись в основном методом отбора проб с аэростатов с последующим газохроматографическим анализом (рис. 15.3.6).

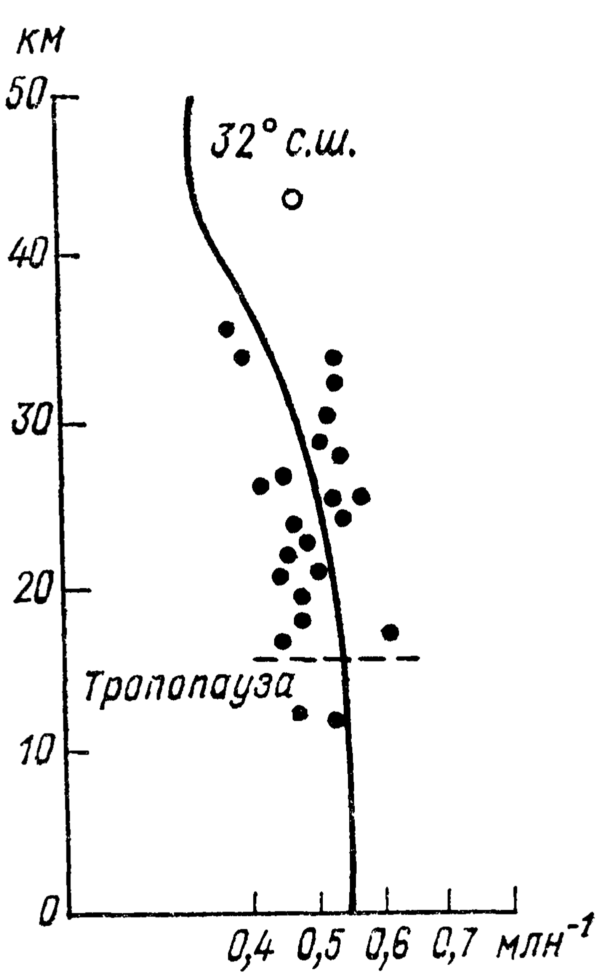


Рис. 15.3.6. Наблюдаемая относительная концентрация молекулярного водорода (млн.$^{-1}$, по объему). По [74].

Кривая — результаты расчета по одномерной модели.

15.3.3. Водородные радикалы

Атомарный водород H, гидроксил OH, гидропероксид HO_2 относят к семейству нечетного водорода. К этой же группе водородных соединений примыкает H_2O_2. Высокая реактивность этих составляющих, особенно OH, делает их весьма существенными для химических процессов в атмосфере. Время жизни водородных радикалов существенно зависит от высоты (рис. 15.3.7). Для всех компонентов се-

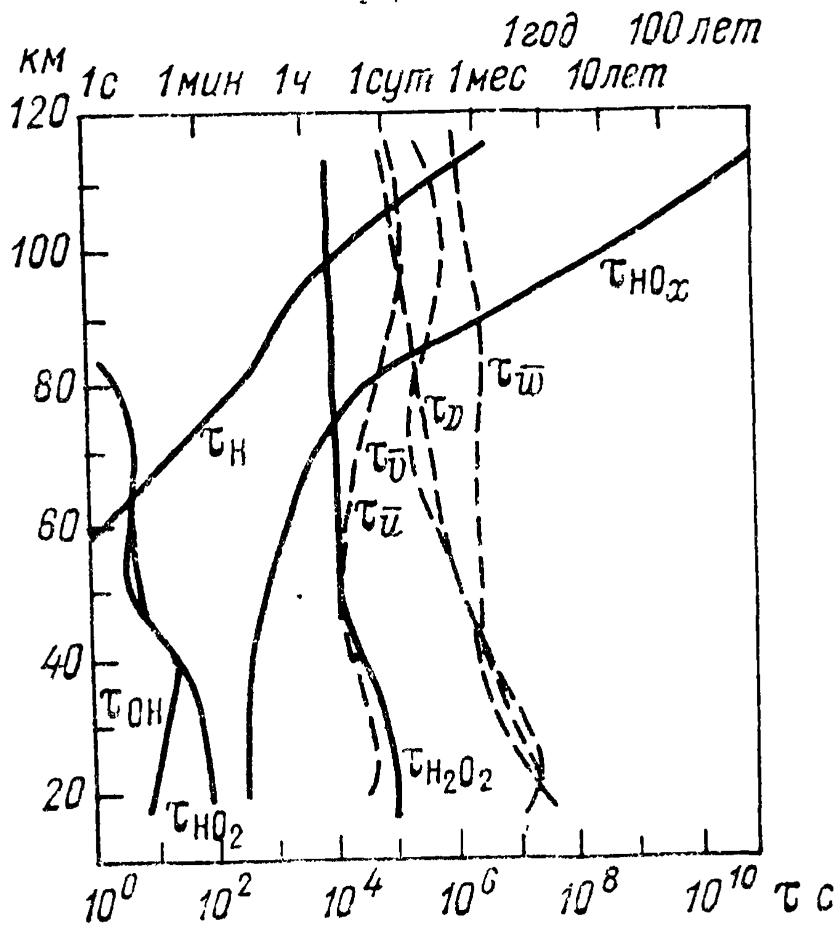


Рис. 15.3.7. Фотохимическое время жизни $HO_x(\tau_{HO_x})$, $H(\tau_H)$, $OH(\tau_{OH})$, HO_2 (τ_{H_2O}), $H_2O_2(\tau_{H_2O_2})$ и постоянные времени зонального $(\tau_{\bar{u}})$, меридионального $(\tau_{\bar{v}})$, вертикального $(\tau_{\bar{w}})$ переноса и одномерной диффузии τ_D [5].

мейства время жизни меньше постоянных времени переноса, поэтому концентрация водородных радикалов определяется фотохимическими, а не динамическими процессами. Определение содержания в атмосфере короткоживущих водородных радикалов — задача сложная вследствие их высокой химической активности и низкой концентрации. Кроме того, содержание этих компонентов в сильной степени зависит от потока солнечного излучения (и соответственно от времени дня и года), поскольку основным источником их образования является фотодиссоциация долгоживущих водородных составляющих. На рис. 15.3.8 показано вертикальное распределение концентрации водородных радикалов, вычисленное по модели из [64] для полудня в марте.

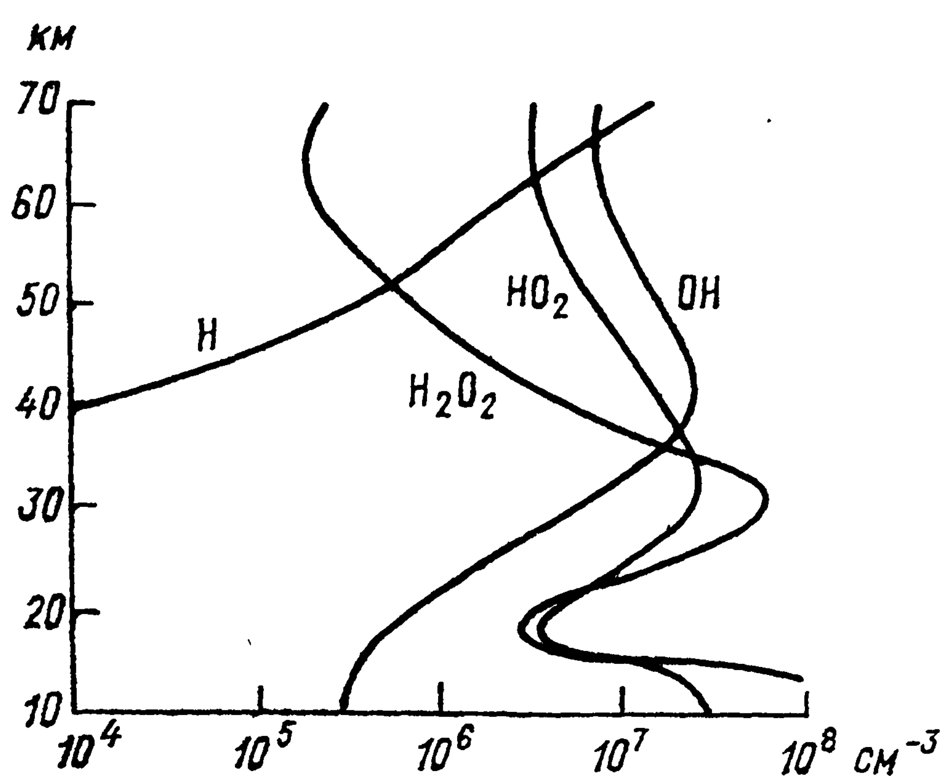


Рис. 15.3.8. Вертикальное распределение концентрации (см$^{-3}$) водородных радикалов, вычисленное по модели из [64] для полудня в марте.

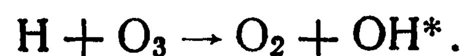
15.3.4. Атомарный водород H

Ниже уровня 75 км концентрация атомарного водорода намного меньше концентрации других водородных составляющих, тогда как в термосфере он становится доминирующим компонентом всего семейства. В стратосфере и мезосфере сток атомарного водорода идет по реакции трех тел с образованием гидропероксила:



$$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M,$$

но на больших высотах из-за малой плотности воздуха эта реакция становится мало эффективной. В стратосфере и мезосфере атомарный водород реагирует с озоном, образуя возбужденный гидроксил:



$$H + O_3 \rightarrow O_2 + OH^*.$$

Переходя в обычное состояние, гидроксил излучает в ИК-области спектра. По этому свечению и исследуется его содержание на высоте менее 70—75 км. Двумерное распределение концентраций атомарного водорода в мезосфере для зимы и лета по расчетам, сделанным в [61], представлено на рис. 15.3.9.

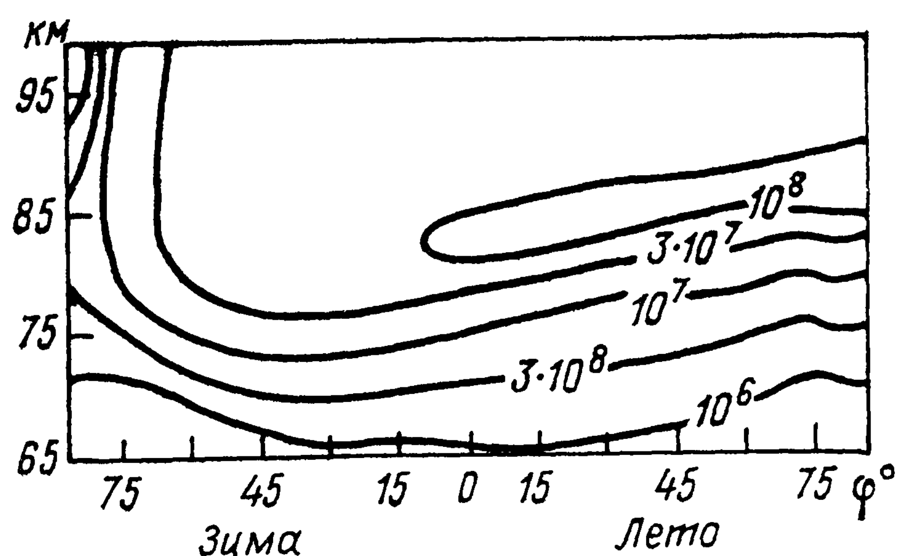


Рис. 15.3.9. Распределение концентрации (см$^{-3}$) атомарного водорода в мезосфере по расчетам, проведенным в работе [61].

15.3.5. Гидроксил OH

Гидроксил OH следует рассматривать как самый важный член семейства водородных радикалов и как ключевое соединение для химических процессов в атмосфере. Непосредственное участие гидроксила в разрушении озона обнаружено в верхних слоях стратосферы и в мезосфере. На более низких высотах непосредственно на концентрацию озона влияют составляющие азотного NO_x и хлорного ClO_x семейств. Однако гидроксил тесно связан с этими семействами и влияет на их каталитическую активность.

Содержание гидроксила в атмосфере определялось в основном оптическими методами или вычислялось по данным оптических измерений других компонентов. Распределение общего содержания OH в вертикальном столбе в зависимости от угла Солнца показано на рис. 15.3.10 [67]. Наблюдения велись спектрометром, измеряющим поглощение солнечного излучения в линии 308,2 нм. Данные осреднены по 1000 заходам для каждого секанса угла Солнца. Зависимость содержания OH от угла Солнца соответствует фотохимической теории. Среднее содержание OH в столбе для угла $\theta = 30°$ составляло $6{,}6\cdot10^{13}$ см$^{-2}$ за 1977—1979 гг. и $9{,}4\cdot10^{13}$ см$^{-2}$ за 1981—1984 гг., таким образом намечена тенденция возрастания общего содержания OH в атмосферном столбе. По этим же данным рассчитан сезонный ход изменения содержания гидроксила, равный 27 % при максимуме весной и минимуме осенью (рис. 15.3.11). Вертикальное

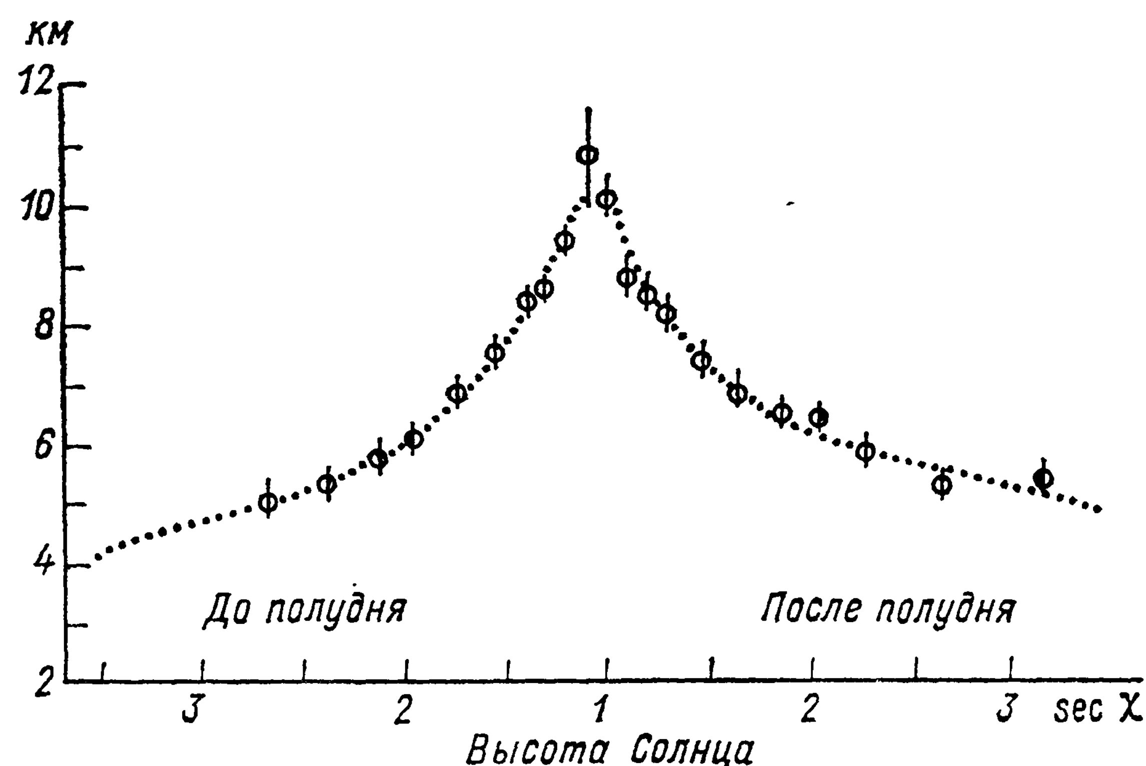


Рис. 15.3.10. Общее содержание OH (см$^{-2}$) в вертикальном столбе атмосферы по данным обсерватории Фрица Пика в Колорадо (40° с. ш., 105° з. д.), США [67].

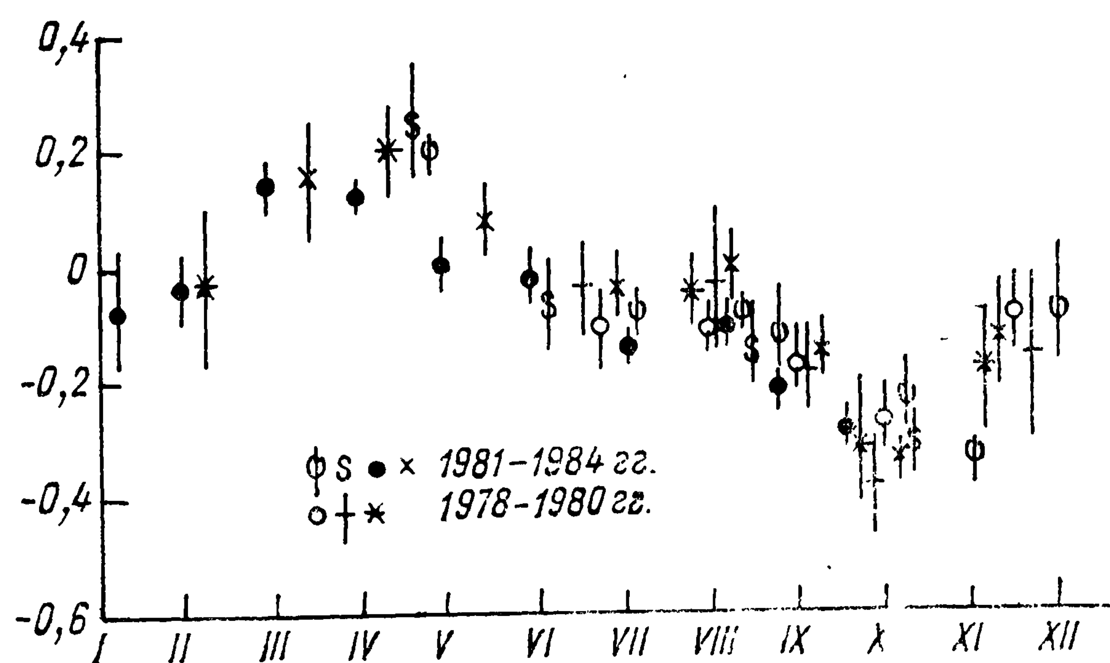


Рис. 15.3.11. Сезонные изменения общего содержания OH в столбе атмосферы по данным обсерватории Фрица Пика (40° с. ш., 105° з. д.), США [67].

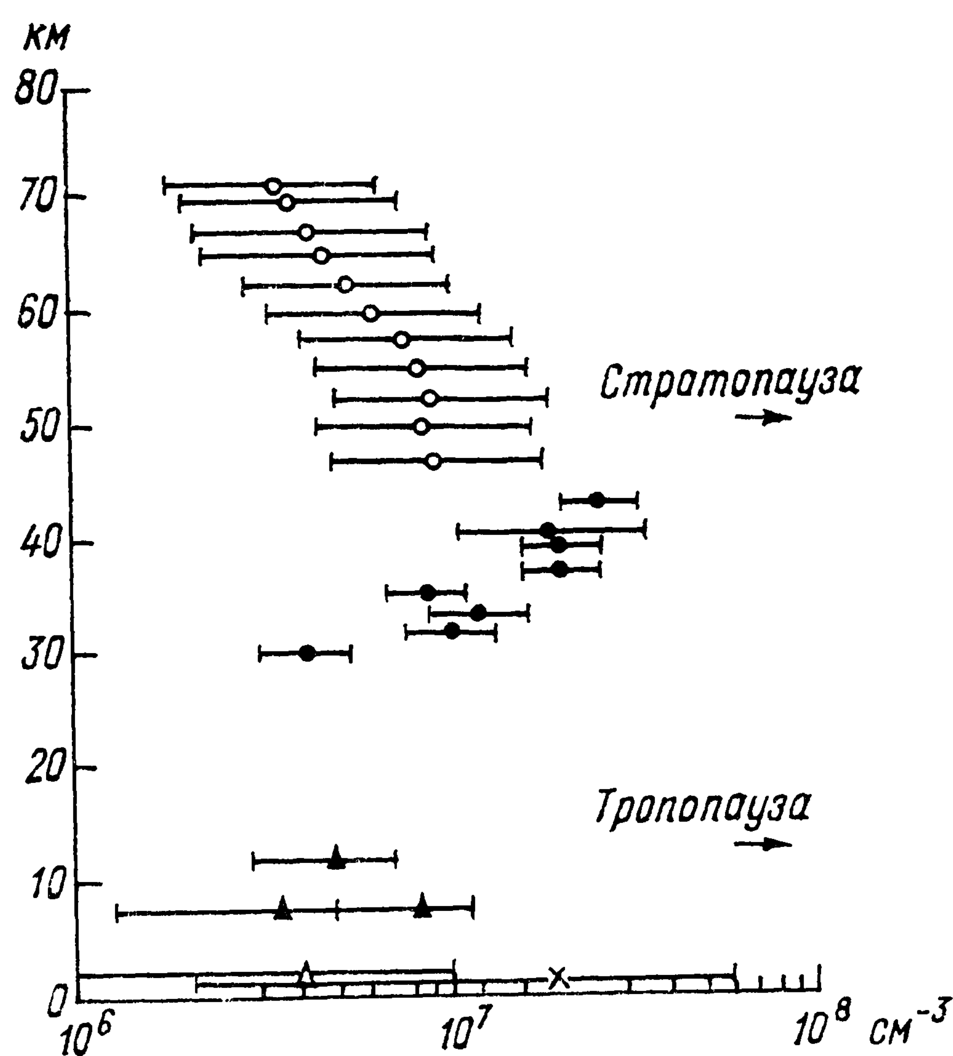


Рис. 15.3.12. Концентрация радикала OH (см$^{-3}$) по данным измерений различных авторов [5].

распределение OH по данным различных авторов представлено на рис. 15.3.12. Очень мало данных в интересной области между тропопаузой и высотой 30 км. Это в максимуме озонного слоя, где так велика роль OH в фотохимии озона и других компонентов. Результаты измерений согласуются с модельными расчетами (см. рис. 15.3.8), показывая рост концентрации в диапазоне высот 30—50 км с дальнейшим убыванием в мезосфере. Новые сведения о вертикальных профилях OH были получены с помощью лидара, установленного на аэростате [87]. На рис. 15.3.13 эти данные обозначены крестиками, вертикальные черточки которых означают одно стандартное отклонение (ошибка 1 σ): на высоте 35 км оно составляет всего 5 %, на высоте 28 км уже 100 %. Данные прямых измерений приведены на рис. 15.3.13 со средней

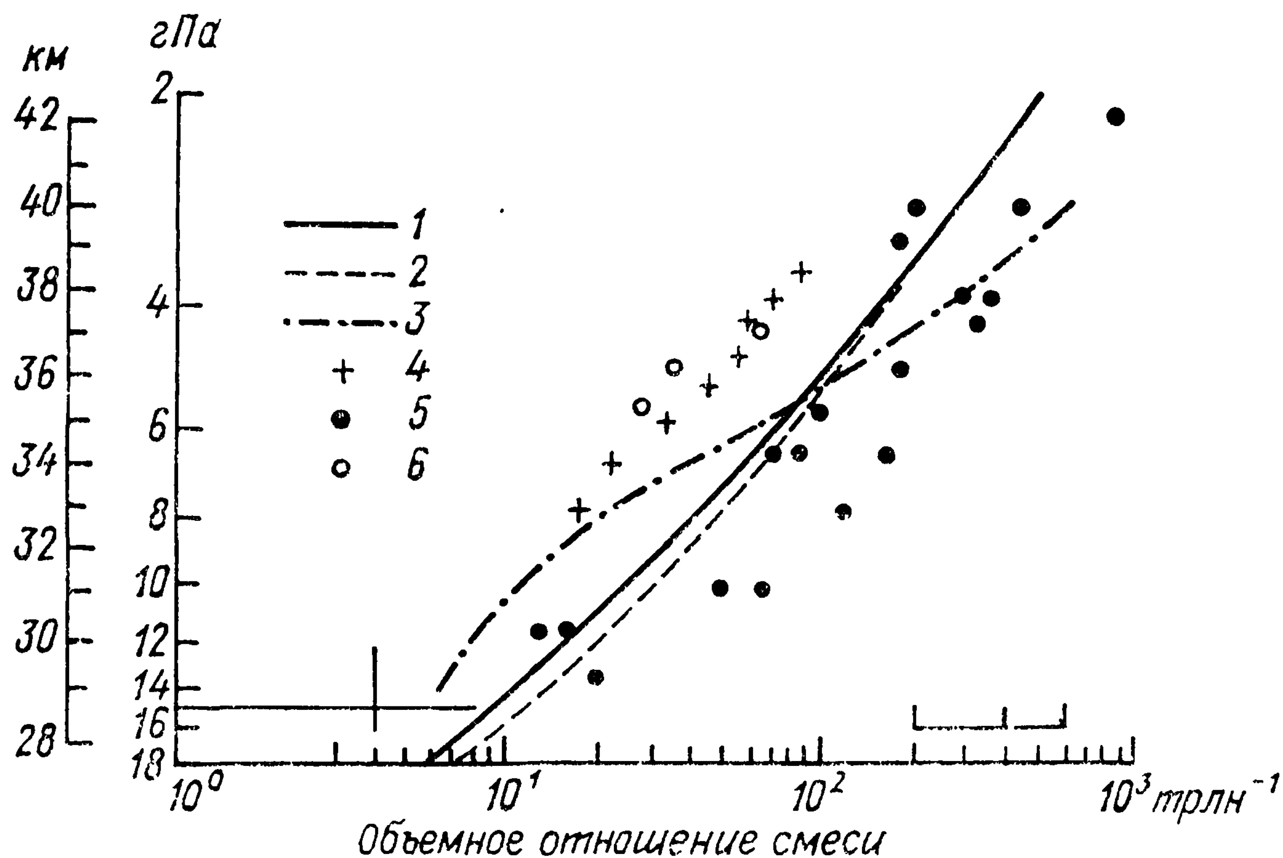


Рис. 15.3.13. Вертикальный профиль объемного отношения смеси для OH в слое 28—40 км [55].

1, 2 — усредненный профиль по [121] и по данным из [96] соответственно; *3* — расчет по данным измерения отношения HNO_3/N_2O со спутника [74]; *4* — лидарные на аэростате [87]; *5, 6* — прямые измерения [55].

ошибкой около 30 %. Общий разброс данных превышает порядок величины. Кривые *1, 2* на рис. 15.3.13 вычислены по двумерной модели данных спутниковых измерений приборами LIMS и SAMS составляющих O_3, H_2O, HNO_3, NO_2, CH_4 и температуры на 32° с. ш. зимой. Вертикальный профиль содержания OH в атмосфере по слоям в диапазоне высот 16—90 км, вычисленный по модели Соломона и Гарсиа, представлен на рис. 15.3.14. Согласно модели, со-

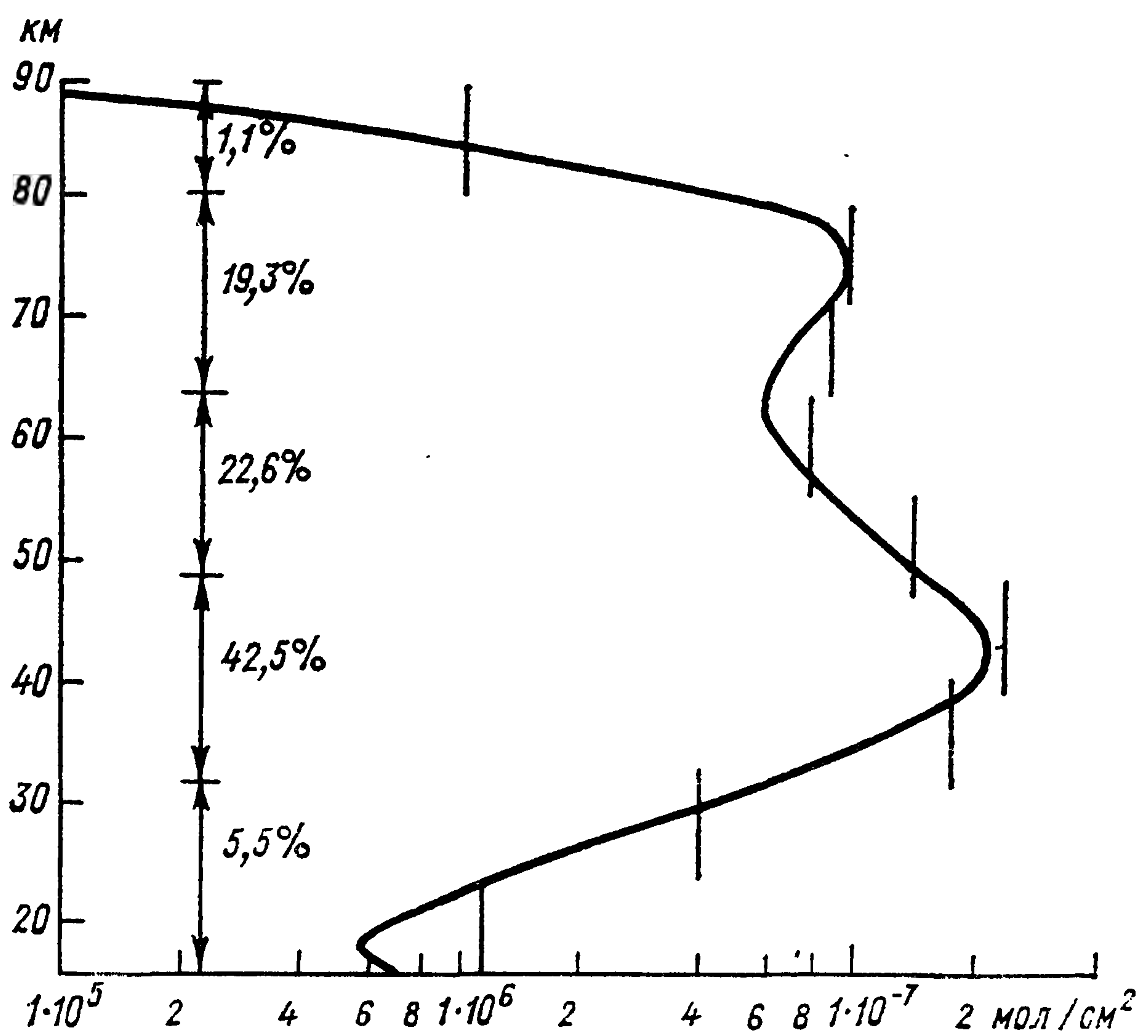
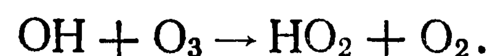


Рис. 15.3.14. Вертикальный профиль содержания OH (мол/см^2) в слое 16—90 км, вычисленный по модели Гарсиа и Соломон для 37° с. ш. летом [82].

держание гидроксила в столбе атмосферы на высоте более 90 км менее 1 % общего количества. В тропосфере ниже высоты 16 км содержится не более 9 %, основная масса (42,5 %) находится в слое 30—50 км [82].

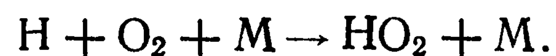
15.3.6. Гидропероксил HO_2

Гидропероксил образуется в средней и нижней стратосфере и тропосфере в реакциях гидроксила с озоном:



$$OH + O_3 \rightarrow HO_2 + O_2.$$

В мезосфере и верхней стратосфере идет реакция



$$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M.$$

Разрушается гидропероксил в средней и нижней стратосфере и тропосфере в реакциях с озоном и оксидом азота:



$$HO_2 + O_3 \rightarrow OH + 2O_2,$$

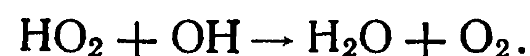


$$HO_2 + O \rightarrow O_2 + OH,$$

а в верхней стратосфере в реакциях с атомарным кислородом и гидроксилом



$$HO_2 + O(^1D) \rightarrow O_2 + OH,$$



$$HO_2 + OH \rightarrow H_2O + O_2.$$

Измерение содержания гидропероксила — сложная задача из-за чрезвычайно низких концентраций этой составляющей. При прямых измерениях HO_2 в свободной атмосфере использовалась криогенная методика отбора пробы. Пробоотборник, охлаждаемый жидким азотом, поднимался на аэростате. Пробы затем исследовались в лаборатории с помощью спиноэлектронной резонансной спектроскопии [88]. В целом ошибка оценивается в 40 %. Результаты измерений показаны на рис. 15.3.15. Здесь же даны расчетные кривые со-

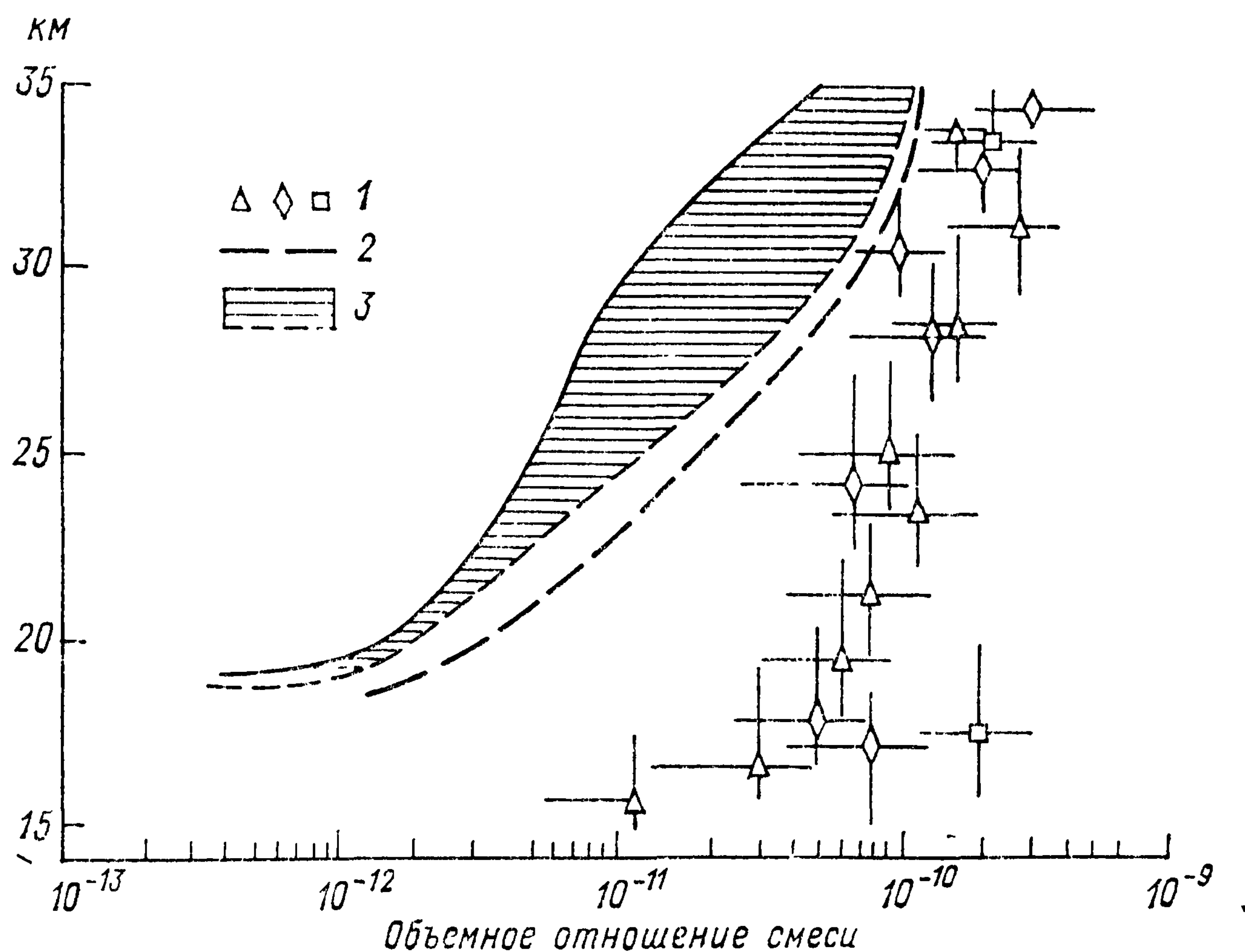


Рис. 15.3.15. Сравнение экспериментальных данных о вертикальном распределении HO_2 с данными расчета по различным моделям.

1 — данные эксперимента [88]; *2* — одномерная модель для условий середины дня; *3* — двумерная модель, в которой учитываются сезонные изменения зима—лето [55].

держания HO_2 [55]. Рисунок демонстрирует трудности в сопоставлении данных теории и эксперимента. Экспериментальные данные превышают расчетные более чем в два раза на высоте 35 км, более чем в 10 раз на высоте 25 км и 100 раз на высоте 20 км. Такие высокие концентрации HO_2 с учетом имеющихся коэффициентов скоростей реакций должны привести к очень высоким значениям H_2O_2 и HO_4, значительно превышающим наблюдаемые максимальные значения концентраций составляющих. Данные наземных наблюдений за эмиссией в миллиметровом диапазоне по вращательной линии излучения HO_2 позволили авторам работы [151] оценить содержание HO_2 в столбе атмосферы. Триплетный переход вблизи 265,7 ГГц, шириной около 40 МГц, наблюдался с помощью охлаждаемого гетеродинного приемника. Авторы полагают, что их метод мало чувствителен на высоте менее 35 км из-за низких концентраций HO_2, а на больших высотах их данные соответствуют расчетным. На

рис. 15.3.16 показаны вероятные профили HO_2, которые могут быть приведены в соответствие с данными наземных измерений микроволновой техникой и данными прямых измерений в точке. Профиль *а* — типичная кривая для одномерных и двумерных моделей, кривая *б* — те же модели, но скорость реакции $O + HO_2$ уменьшена, кривая *в* — произвольный профиль, который может удовлетворительно связать экспериментальные данные на низких частотах с теоретическими данными для мезосферы. Все три профиля выше уровня 35 км могут быть приведены в соответствие с экспериментом в пределах ошибки, равной 18 % ($\pm 1\sigma$) [55].

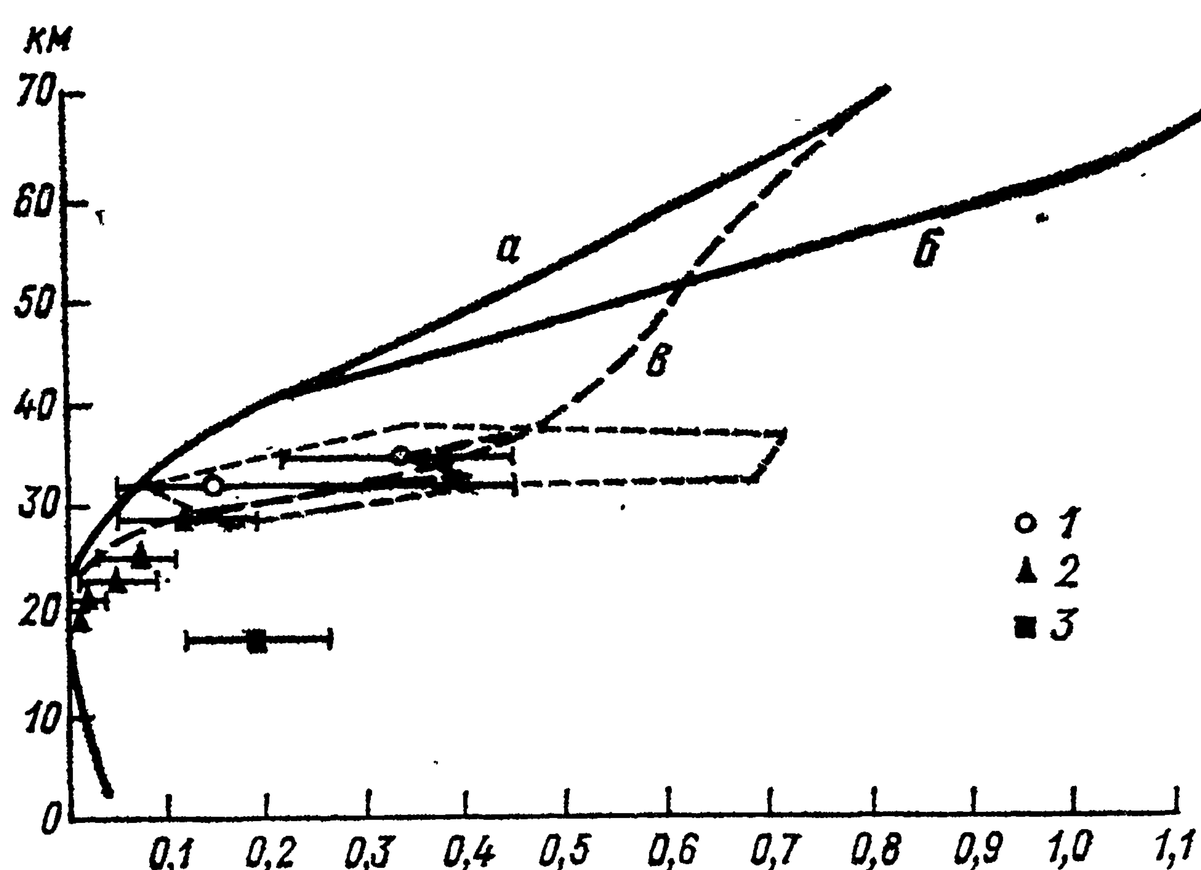
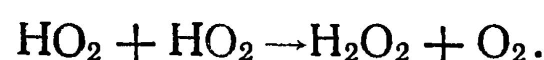


Рис. 15.3.16. Сравнение экспериментальных данных (*1*—*3*) о вертикальном распределении HO_2 с расчетными вероятными профилями, приведенными в соответствие с данными наземных измерений общего содержания HO_2 микроволновой техникой (*а*—*в*).

15.3.7. Перекись водорода H_2O_2

Перекись водорода играет важную роль в цикле кислородно-водородных реакций. Она образуется из молекул гидропероксила HO_2 в реакции:



$$HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2.$$

Разрушение перекиси происходит днем в результате фотолиза



$$H_2O_2 + h\nu \rightarrow 2OH$$

и в меньшей степени в реакциях с гидроксилом



$$H_2O_2 + OH \rightarrow H_2O + HO_2.$$

В верхней стратосфере и мезосфере H_2O_2 находится в фотохимическом равновесии. В нижней стратосфере время жизни H_2O_2 становится достаточно большим (см. рис. 15.3.7) и необходимо учитывать перенос. В тропосфере следует принимать во внимание гетерогенный вынос в облаках. Используемые в настоящее время двумерные теоретические модели показывают, что на высотах 30—35 км максимальное значение концентрации H_2O_2 достигает 0,35 млрд$^{-1}$ летом и опускается до минимального значения 0,15 млрд$^{-1}$ зимой. Суточные колебания, согласно модели, не превышают 10 % с максимумом ночью. Общее содержание и вертикальное распределение этого компонента очень чувствительно к колебаниям долгоживущих составляющих O_3, H_2O и NO_x. Диапазон изменения относительной концентрации H_2O_2 в зависимости от изменения долгоживущих составляющих для высот 15—35 км рассчитан в работе [71] по одномерной модели. Показано, что малые изменения концентраций O_3, O_2 и H_2O приводят к существенным изменениям концентрации H_2O_2. Результаты расчета представлены на рис. 15.3.17 в виде заштрихованной области. Экспериментальная оценка максимально возможных значений H_2O_2 получена в работе [151] при использовании наземного миллиметрового спектрометра при регистрации вращательной линии вблизи 270 ГГц (кривая *1* рис. 15.3.17), она ограничивает область максимальных значений концентраций H_2O_2. До сих пор нет точных знаний о содержании H_2O_2 в стратосфере.

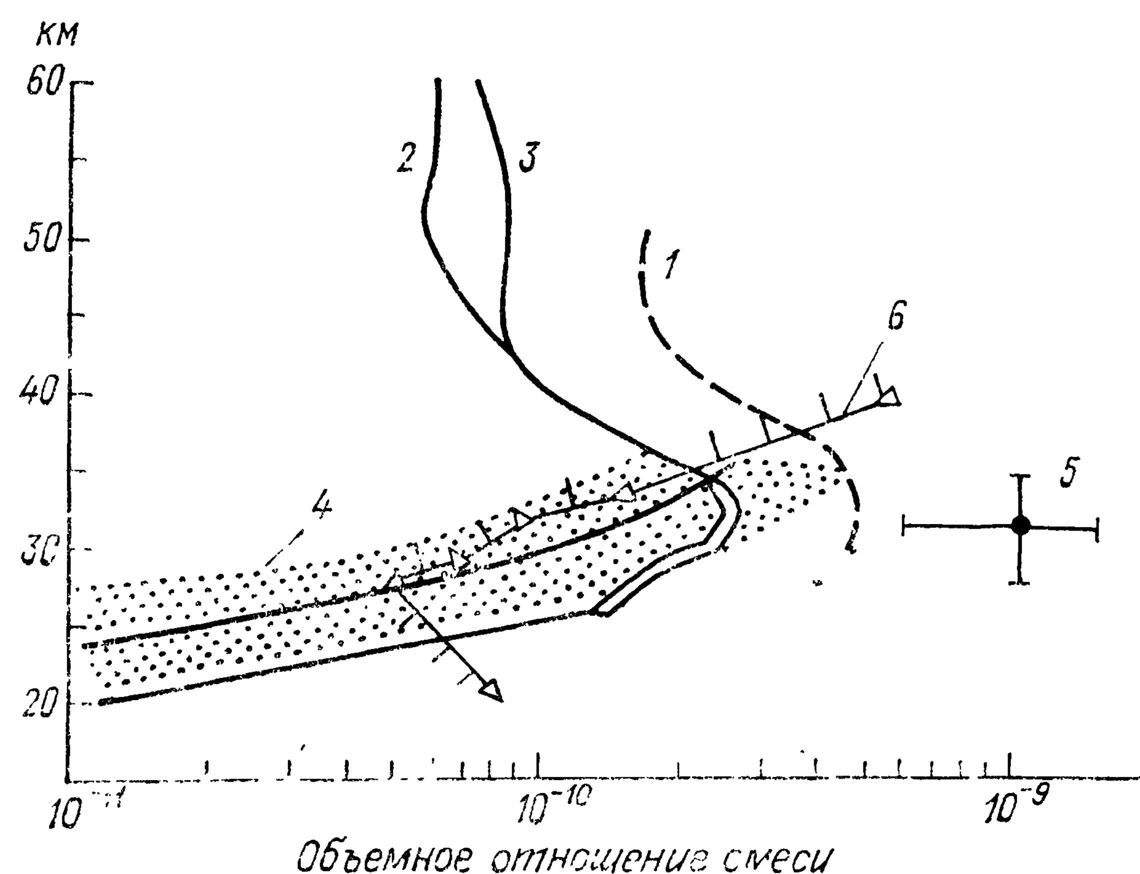


Рис. 15.3.17. Отношение смеси H_2O_2 в воздухе по оценкам различных авторов [55].

1 — оценка максимальных значений при измерении вращательной линии вблизи 270 Гц; *2*, *3* — расчет дневных (*2*) и ночных (*3*) профилей H_2O_2 с помощью двумерной модели; *4* — средний за сутки профиль и область изменений содержания H_2O_2 при вариации содержания O_3, NO_2 и H_2O (расчет по одномерной модели); *5* — экспериментальное определение содержания H_2O_2 микроволновой спектроскопией с аэростата; *6* — оценка максимального содержания H_2O_2 по данным измерений дистанционной ИК-спектроскопией с аэростата.

Завершая обсуждение водородных соединений, следует отметить, что существуют значительные трудности в приведении в соответствие данных измерений содержания HO_2 и содержания OH. Соотношение этих двух компонентов зависит главным образом от реакций HO_2 с NO и O_3 и от реакции OH с O_3. Если для оценки соотношения принять данные о содержании OH_2 из [88], а данные о концентрации OH из [87], то мы получим такое большое значение отношения HO_2/OH, которое потребует существенных изменений принятого химического подхода. В самом деле даже превращение всего OH в HO_2 не приводит к образованию достаточного количества HO_2, соответствующего данным измерений. Уменьшение скорости рекомбинации OH и HO_2 для объяснения больших экспериментальных значений HO_2 приводит к увеличению предсказываемых значений концентрации OH и влечет за собой дальнейшее возрастание расхождения с измеренными значениями OH из [87]. Знание химического поведения водородных радикалов представляется весьма важным, так как реакции с HO_x объясняют 50 % потерь озона на высоте менее 25 км, радикалы OH и HO_2 влияют также на химическое поведение азота и хлора. На рис. 15.3.18 представлена схема основных составляющих водородного цикла.

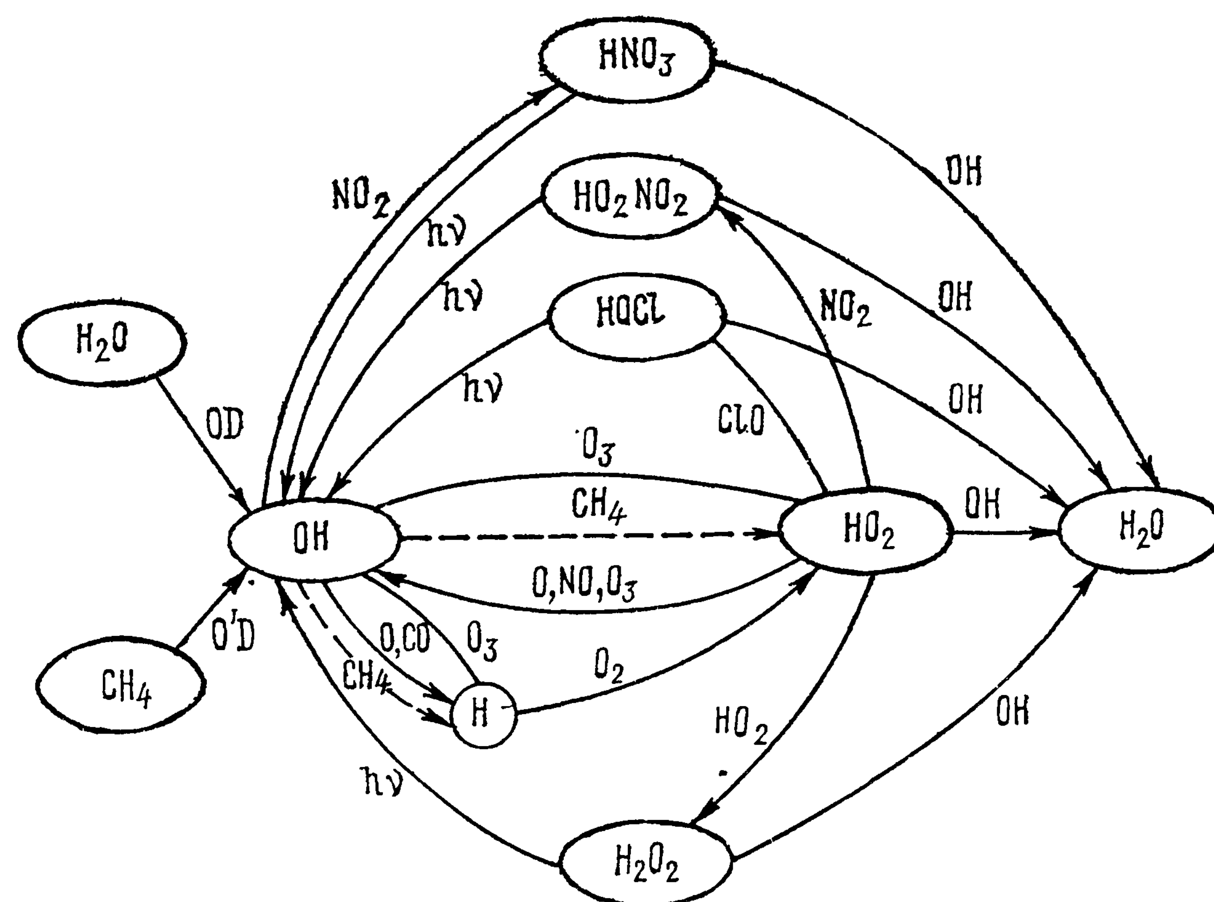
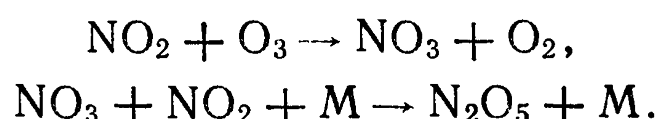


Рис. 15.3.18. Схема основных составляющих водородного цикла.

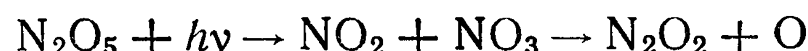
15.4. АЗОТНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ

Активные соединения азота, содержащиеся в атмосфере, вступают друг с другом в фотохимическое взаимодействие с характерным временем жизни, составляющим неделю и менее. Сумму активных соединений азота $NO + NO_2 + NO_3 + 2N_2O_5 + ClONO_2 + HNO_3 + HNO_4$ определяют как «нечетный азот» NO_x. В этой группе присутствуют как долгоживущие компоненты подобно N_2O_5, $ClONO_2$, HNO_3 и HNO_4, так и коротко живущие и активные. Соединение N_2O_5 играет особенно важную роль в явлениях суточного и годового хода NO и NO_2. Ночью происходит образование N_2O_5 в ходе реакций:



$$NO_2 + O_3 \rightarrow NO_3 + O_2,$$
$$NO_3 + NO_2 + M \rightarrow N_2O_5 + M.$$

Эти реакции идут ночью, потому что в освещенной атмосфере NO_3 быстро разлагается фотолизом. Образовавшись ночью, N_2O_5 разлагается на свету в течение нескольких часов или суток в зависимости от высоты и температуры



$$N_2O_5 + h\nu \rightarrow NO_2 + NO_3 \rightarrow N_2O_2 + O$$

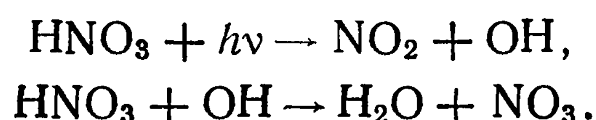
и, таким образом, играет существенную роль в суточных колебаниях концентраций NO и NO_2. Подобную, однако менее важную роль играют соединения $ClONO_2$ и HNO_4.

Азотная кислота образуется в реакциях с гидроксилом



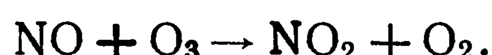
$$OH + NO_2 + M \rightarrow HNO_3 + M$$

и разрушается фотолизом и в реакциях с OH:



$$HNO_3 + h\nu \rightarrow NO_2 + OH,$$
$$HNO_3 + OH \rightarrow H_2O + NO_3.$$

Время разложения более нескольких дней (недель). Обмен между основными соединениями азота NO и NO_2 в освещенной атмосфере протекает с временны́м масштабом порядка минут и приводит к каталитической потере озона



$$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2.$$

Эта реакция господствует среди процессов, управляющих озоном, поэтому точные измерения отношения NO_2/NO занимают центральное место в озонном цикле. Важно знать пространственно-временны́е вариации этих компонентов от сотен метров в секунду до глобальных и сезонных.

На рис. 15.4.1 схематично представлены основные аэрономические реакции азотных составляющих, а на рис. 15.4.2

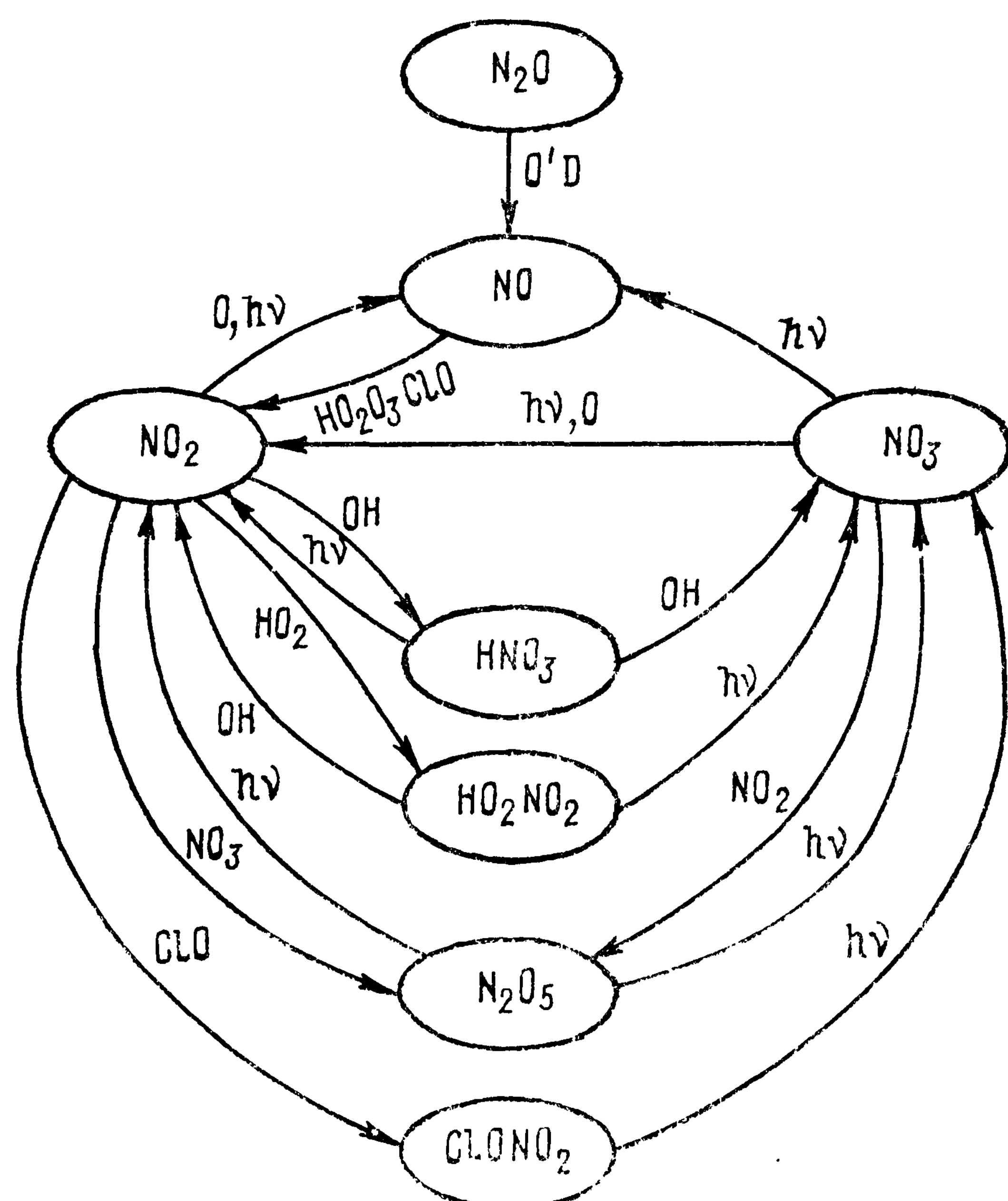


Рис. 15.4.1. Схема основных аэрономических реакций азотных составляющих.

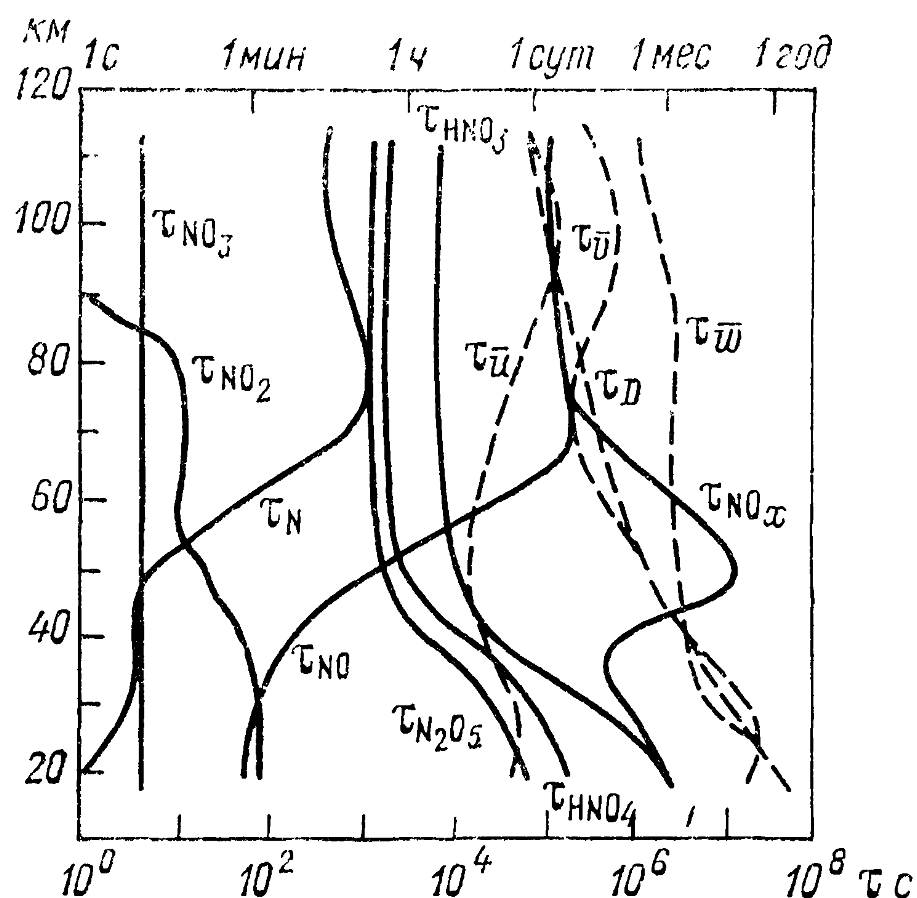
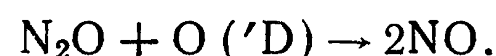


Рис. 15.4.2. Фотохимическое время жизни составляющих нечетного азота NO_x (τ_{NO_x}) и постоянные времени зонального $(\tau_{\bar{u}})$, меридионального $(\tau_{\bar{v}})$, вертикального $(\tau_{\bar{w}})$ переноса и одномерной диффузии τ_D [5].

фотохимическое время их жизни, а также временны́е константы процессов переноса. Существует несколько источников образования семейства NO_x в средней атмосфере, однако первейшим является реакция закиси азота с возбужденным атомом кислорода:



$$N_2O + O(^1D) \rightarrow 2NO.$$

Вертикальное распределение азотных компонентов показано на рис. 15.4.3.

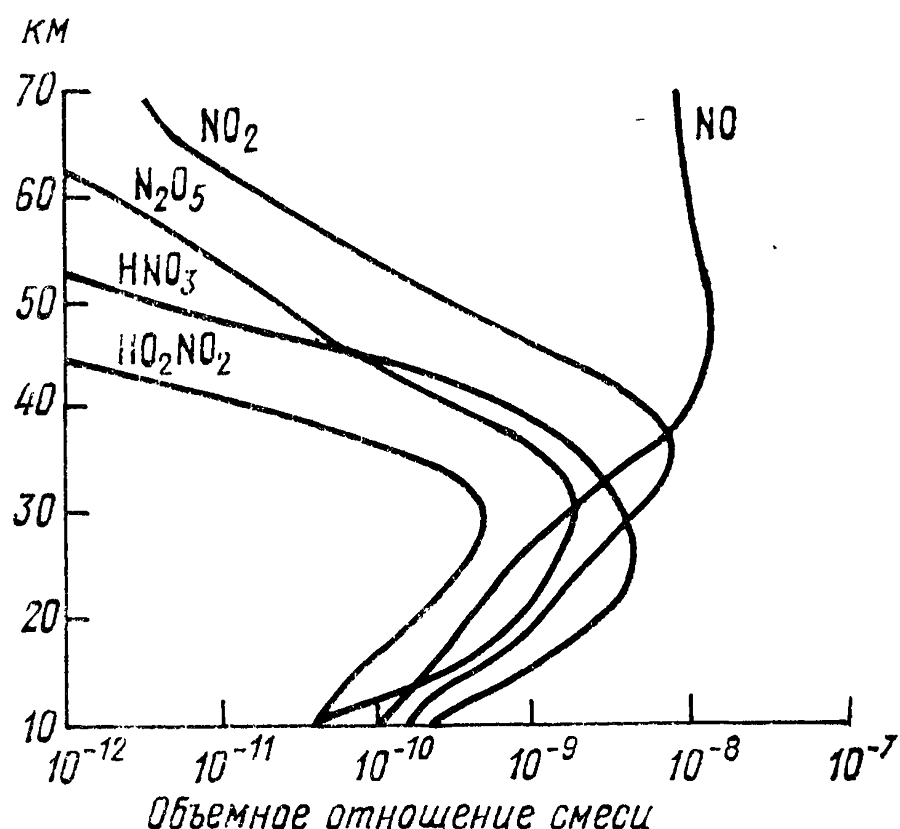


Рис. 15.4.3. Модельное вертикальное распределение объемного отношения смеси NO_x [5].

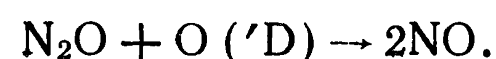
15.4.1. Закись азота N_2O

Закись азота присутствует во всей тропосфере и даже проникает в нижнюю стратосферу. Отношение смеси N_2O составляет примерно $3 \cdot 10^{-7}$. Образуется N_2O в основном в результате сложных процессов с участием бактерий при нитрификации и денитрификации почв, т. е. биосфера — ведущий источник образования N_2O. Глобальный баланс изучен пока недостаточно. По оценкам, скорость образования колеблется от 10 до 50 Мт/год, что соответствует времени жизни N_2O в тропосфере и стратосфере порядка 100 лет, причем скорость образования компенсируется скоростью фотодиссоциации в атмосфере, соответствующей современным оценкам. Разрушение N_2O в стратосфере происходит в основном в результате фотолиза



$$N_2O + h\nu \rightarrow N_2 + O(^1D),$$

а также при взаимодействии с возбужденным атомом кислорода



$$N_2O + O(^1D) \rightarrow 2NO.$$

Возможны и другие продукты этой реакции



$$N_2O + O(^1D) \rightarrow N_2 + O_2.$$

Содержание N_2O определялось методом отбора проб с последующим газохроматографическим анализом, а также методом дифференциального поглощения в ИК-области спектра. На рис. 15.4.4 приведены данные о содержании

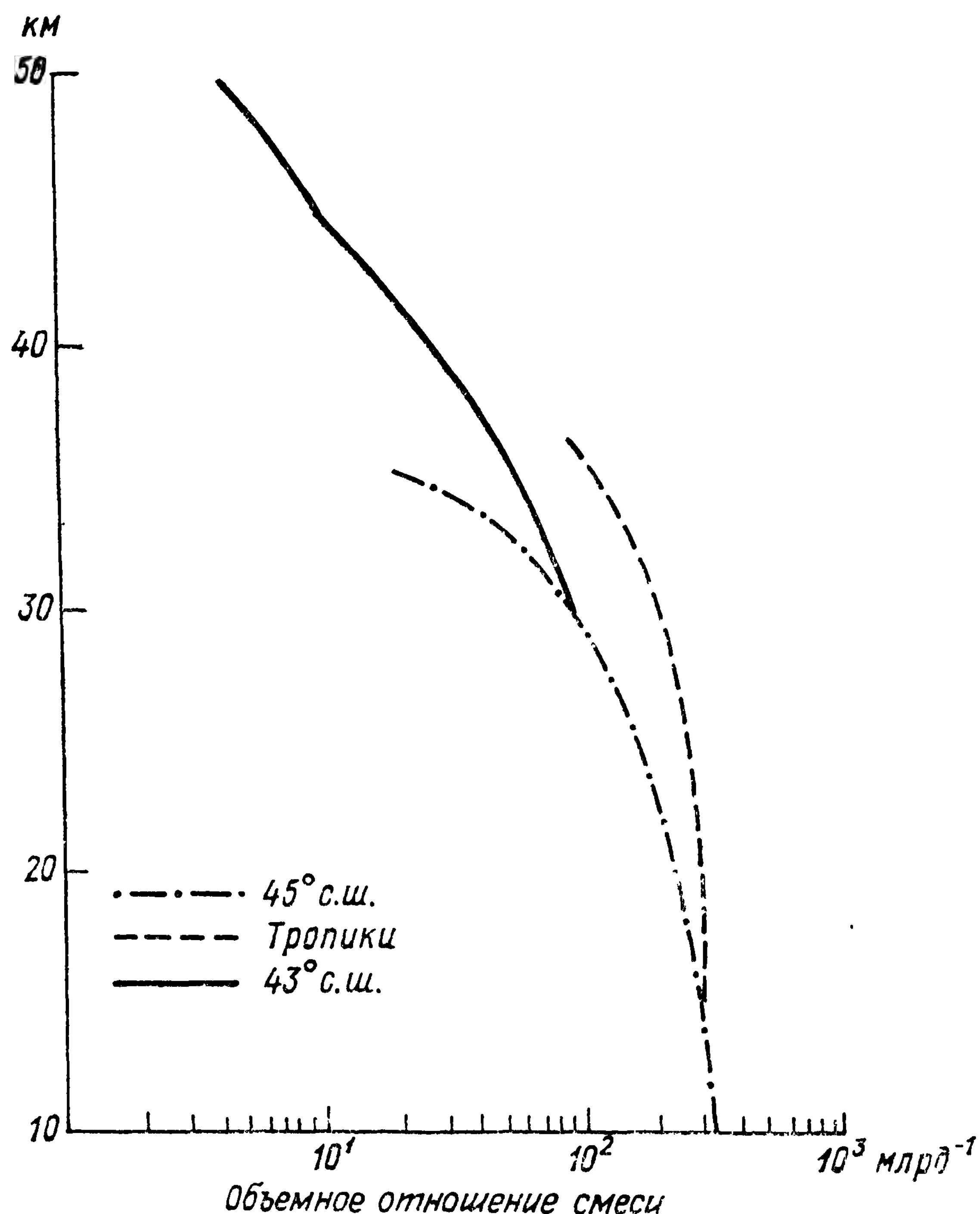


Рис. 15.4.4. Вертикальное распределение объемного отношения смеси для N_2O по данным различных авторов в тропиках и средних широтах [55].

N_2O в тропиках и средних широтах [55]. Выше тропопаузы уменьшение относительной концентрации в районе экватора происходит медленнее, чем в высоких широтах, предположительно из-за высокой скорости переноса воздушных масс вверх, связанной с ветвью подъема ячейки Хэдли. На рис. 15.4.5 представлены месячные зонально усредненные

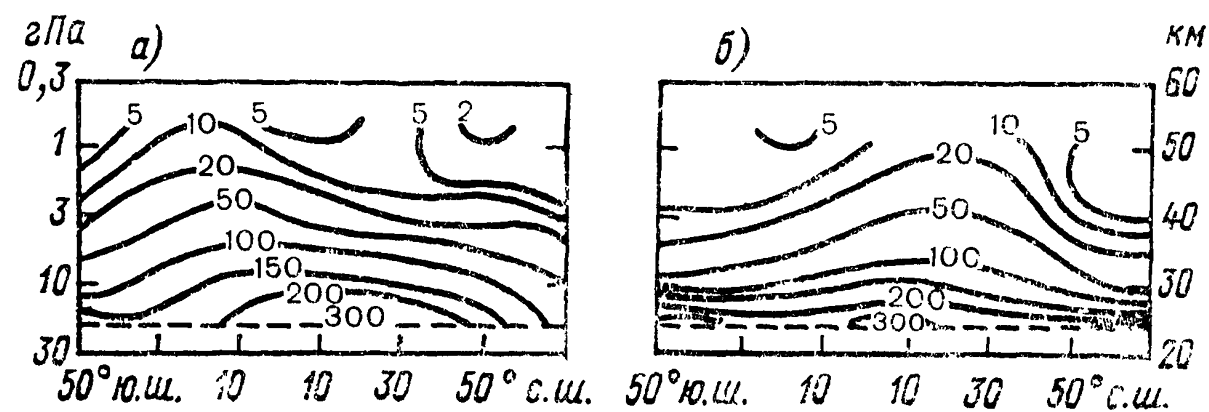
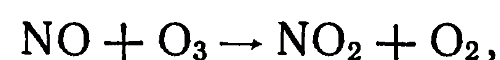


Рис. 15.4.5. Среднемесячные зональные распределения N_2O (млрд.$^{-1}$, по объему) по данным наблюдения со спутника в январе (*а*) и августе (*б*).

распределения отношения смеси для N_2O для января и августа, полученные по данным наблюдений со спутника «Нимбус-7» [5].

15.4.2. Оксид азота NO

Образование NO в стратосфере происходит главным образом за счет диссоциации N_2O и в реакциях с возбужденным атомом кислорода $O(^1D)$. Скорость образования зависит от уровня потока радиации (зенитного угла Солнца) и от коэффициента вертикальной турбулентной диффузии. Скорость максимальна в средней атмосфере (25—30 км) и оценивается в 100 см^3/с. Неопределенность скорости образования NO на больших высотах связана с динамикой атмосферы, а в районе тропопаузы с неопределенностью содержания $O(^1D)$. Гибель NO происходит главным образом в реакциях с озоном, с радикалами HO_2, CH_3O_2 и ClO:



$$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2,$$



$$NO + HO_2 \rightarrow NO_2 + OH,$$

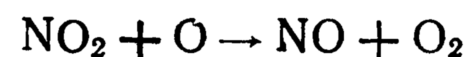


$$NO + CH_3O_2 \rightarrow NO_2 + CH_3O,$$



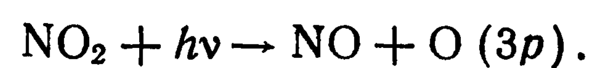
$$NO + ClO \rightarrow NO_2 + Cl.$$

Днем молекулы NO быстро восстанавливаются в реакциях NO_2 с атомным кислородом



$$NO_2 + O \rightarrow NO + O_2$$

либо путем фотолиза NO_2



$$NO_2 + h\nu \rightarrow NO + O(^3P).$$

Весь оксид азота после захода Солнца снова превращается в NO_2. Фотохимическое время жизни NO дано на рис. 15.4.2, а расчетное по модели высотное распределение концентрации — на рис. 15.4.3. Основные методы наблюдения NO в атмосфере — хемилюминисцентные и спектральные. На рис. 15.4.6 показано вертикальное распределение NO по

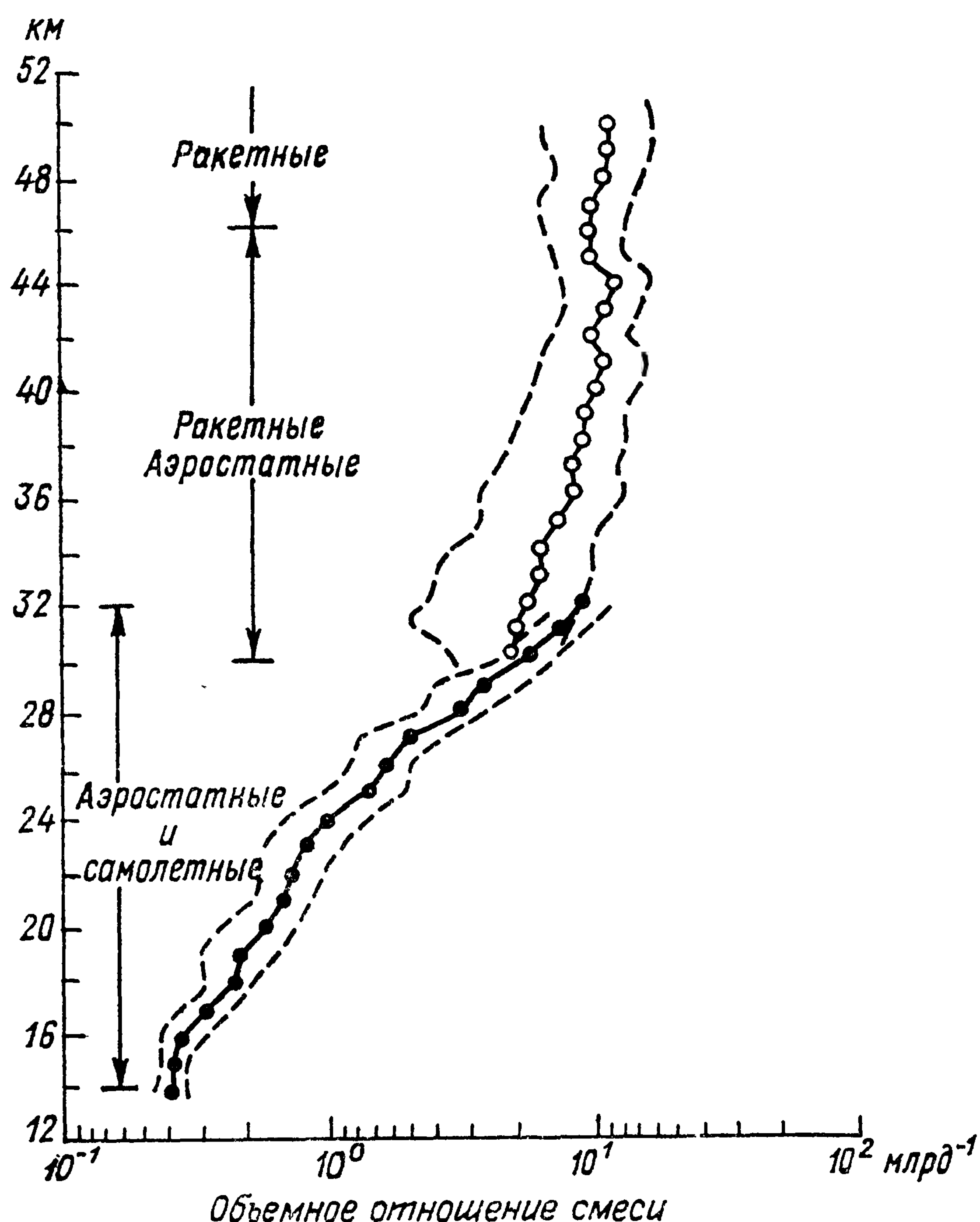


Рис. 15.4.6. Вертикальное распределение объемного отношения смеси для NO по данным аэростатных, самолетных и ракетных наблюдений на 32—40° с. ш. [55].

многочисленным данным в зоне 32—40° с. ш. Данные ракетных измерений обычно занижены по сравнению с аэростатными данными. Относительная концентрация NO возрастает почти в 100 раз в слое 20—35 км и в максимуме достигает 100 млрд$^{-1}$. Выше уровня 40 км оксид азота является практически единственным азотсодержащим соединением.

Измерения концентрации NO, выполненные на различных широтах, не показывают каких-либо ее существенных изменений с широтой и дают симметричную картину распределения между двумя полушариями. Зимой в высоких широтах содержание NO на высоте менее 28 км уменьшается и соответственно уменьшается содержание NO в столбе атмосферы. Амплитуда сезонных колебаний показана на рис. 15.4.7. Сопоставление общего содержания NO в столбе, измеренных утром и вечером, показывает, что к вечеру количество NO увеличивается вдвое.

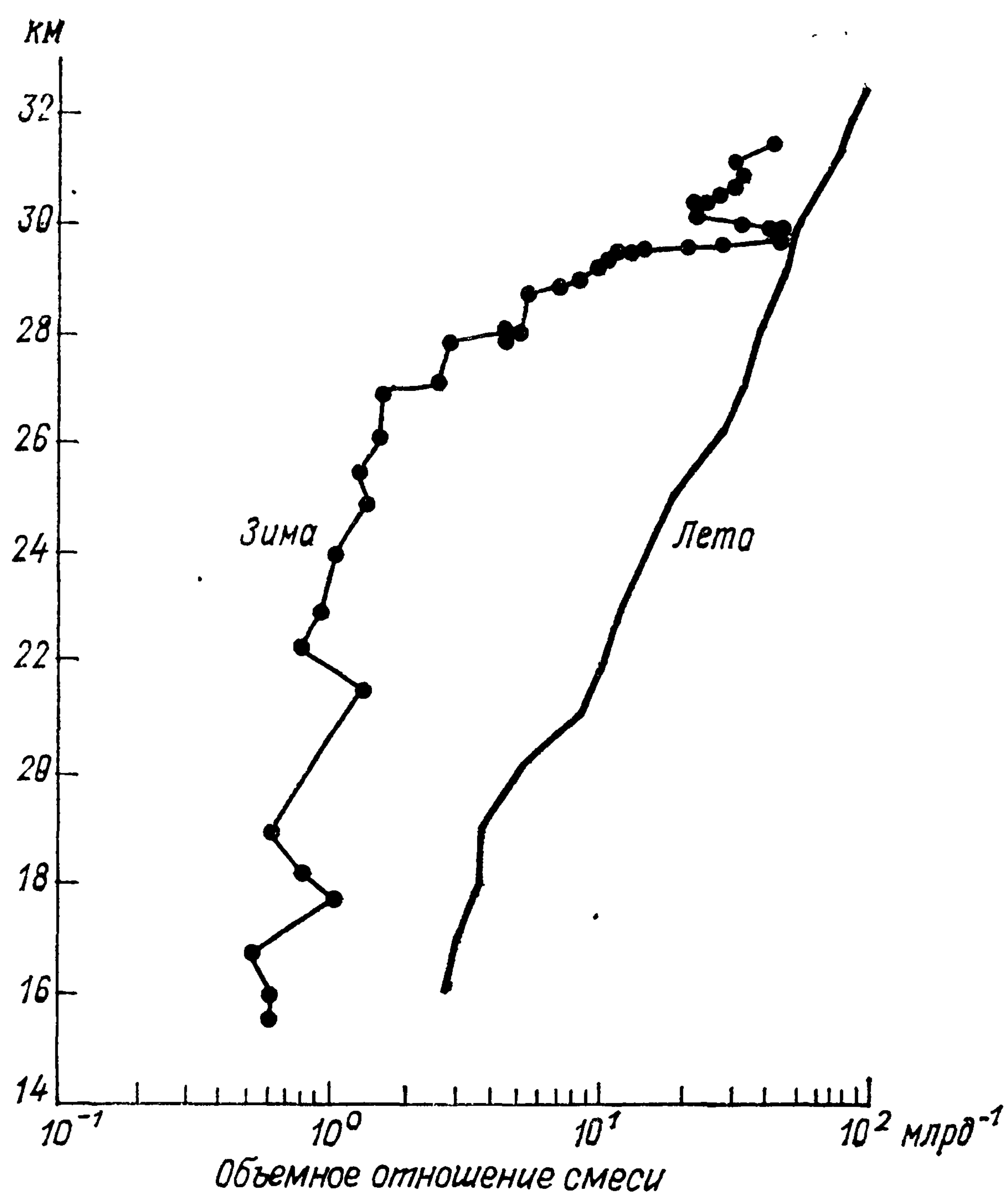


Рис. 15.4.7. Сезонные колебания объемного отношения смеси NO в зоне 50—51° с. ш.

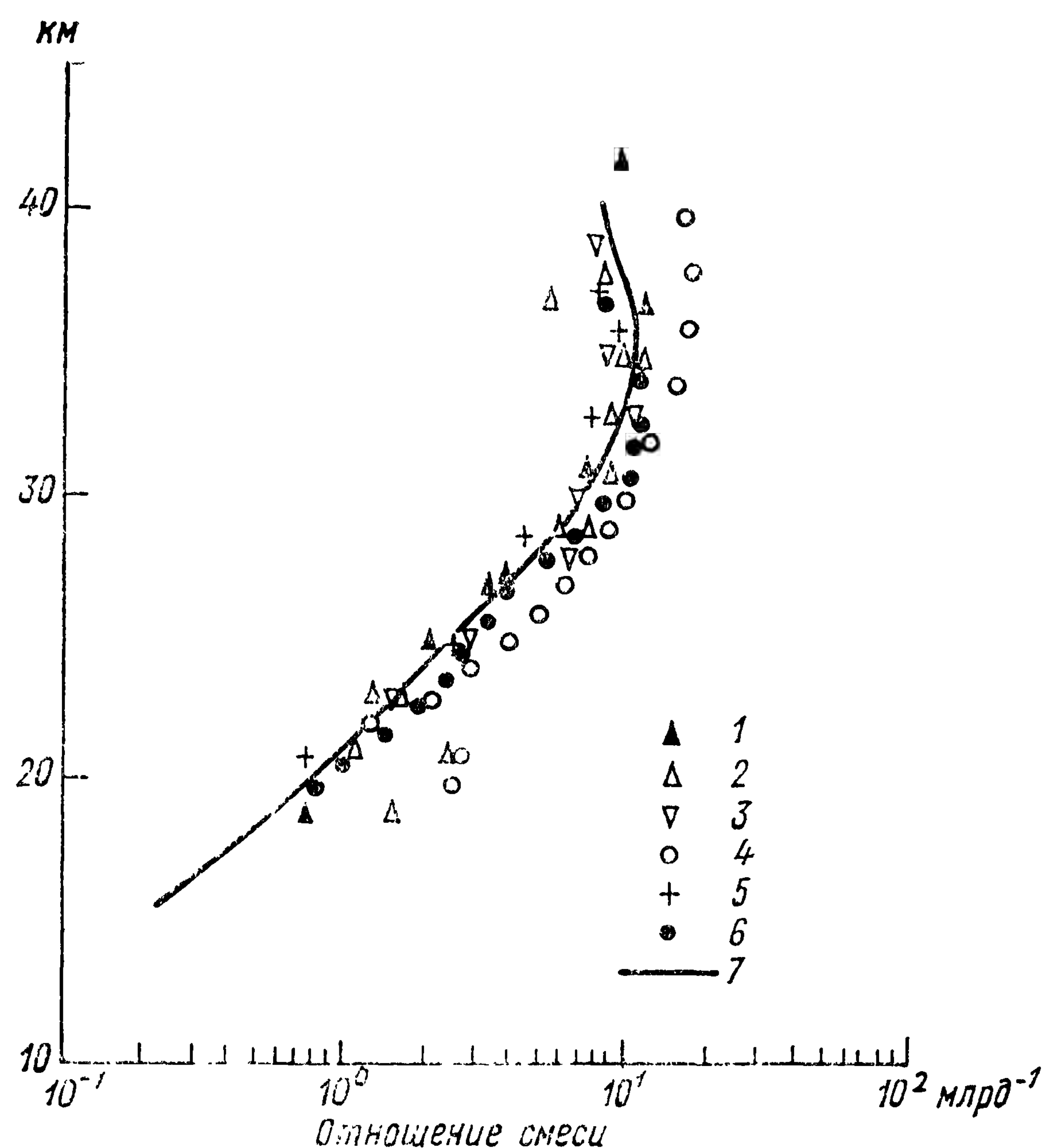


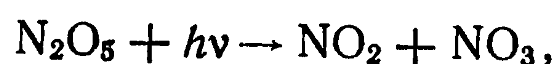
Рис. 15.4.8. Вертикальное распределение отношения смеси для NO_2, полученное абсорбционными приборами в видимом (*1, 2, 4*) и ИК-диапазоне (*3, 5, 6*). *7* — обобщенный ВМО профиль за 1981 г. [55].

15.4.3. Диоксид азота NO_2

Диоксид азота относится к активным соединениям азота, время жизни которых в атмосфере мало (см. рис. 15.4.2), а концентрация определяется как фотохимическими, так и динамическими процессами. Образование NO_2 происходит днем при разложении азотного ангидрида N_2O_5 в процессах столкновительной диссоциации и фотодиссоциации:



$$N_2O_5 + M \rightarrow NO_2 + NO_3 + M,$$



$$N_2O_5 + h\nu \rightarrow NO_2 + NO_3,$$

а также при взаимодействии оксида азота NO в реакциях с озоном O_3, радикалами HO_2, CH_3O_2 и при фотолизе NO_3. Процесс образования NO_2 идет также при фотодиссоциации таких долгоживущих компонентов, как HNO_3, HNO_4, $ClONO_2$ (см. рис. 15.4.1). Гибель NO_2 происходит в реакциях с озоном и радикалами с образованием «резервуарных соединений». При отсутствии радиации процесс гибели NO_2 интенсивнее процесса образования и общее содержание NO_2 в атмосфере уменьшается.

Многочисленные наблюдения с поверхности Земли, самолета, аэростата и спутника позволили установить некоторые особенности сезонной, географической и суточной изменчивости содержания диоксида азота в атмосфере [55]. Общее содержание NO_2 в столбе атмосферы увеличивается с широтой таким образом, что летом в высоких широтах NO_2 в три раза больше, чем на экваторе. Зимой картина другая. Небольшое увеличение с широтой содержания NO_2 в столбе сменяется резким уменьшением в высоких широтах и становится там в два-три раза меньше, чем летом. Суточный ход содержания NO_2 таков, что вся кривая вертикального распределения NO_2 и весь запас в столбе воздуха на рассвете в 1,5—2 раза меньше, чем на закате. Переход между днем и ночью изучен не достаточно хорошо. Кроме того, есть сведения, что крупномасштабные движения воздуха за несколько дней могут изменить общее содержание NO_2 вдвое. Рассчитанное по модели вертикальное распределение NO_2 (см. рис. 15.4.3) характеризуется максимумом на высоте 35—40 км. Обобщенный вертикальный профиль по данным аэростатных измерений, выполненных на закате разными методами, показан на рис. 15.4.8.

Зональное распределение содержания NO_2 на различных высотах, усредненное за три зимних и три летних месяца, показано на рис. 15.4.9.

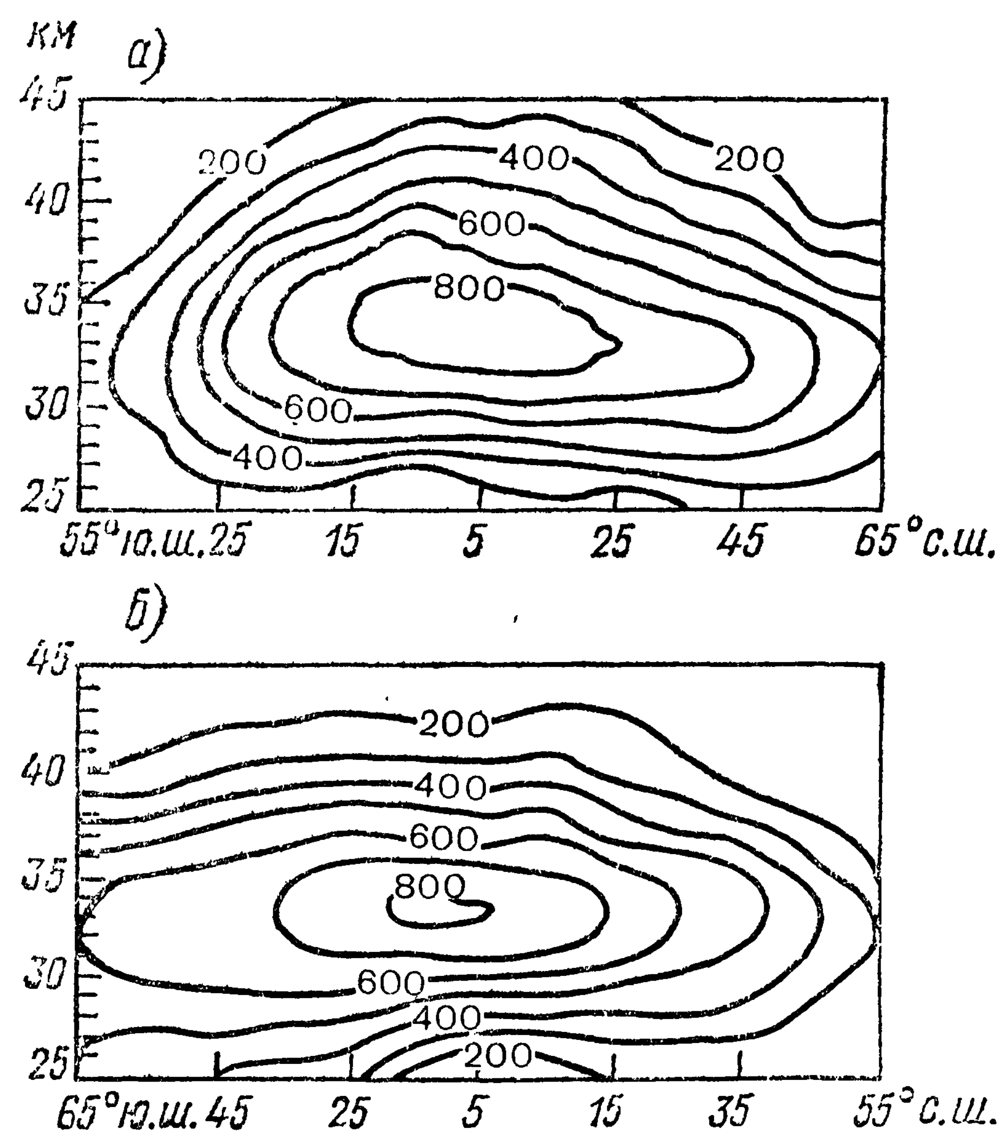


Рис. 15.4.9. Зональное распределение содержания NO_2 (млрд.$^{-1}$, по объему), осредненное за три месяца, по данным спутника.

а — лето, *б* — зима.

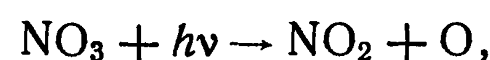
15.4.4. Триоксид азота NO_3

Образование триоксида азота NO_3 происходит ночью в реакции NO_2 с озоном

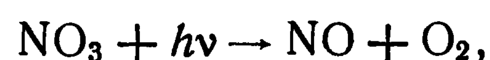


$$NO_2 + O_3 \rightarrow NO_3 + O_2,$$

однако днем идет быстрый фотолиз NO_3



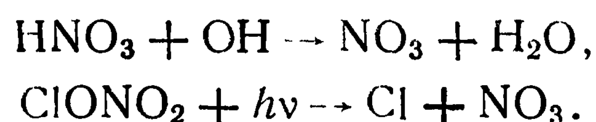
$$NO_3 + h\nu \rightarrow NO_2 + O,$$



$$NO_3 + h\nu \rightarrow NO + O_2,$$

который обусловливает резкое уменьшение концентрации этого компонента, несмотря на возможность дополнитель-

ного образования его из резервных соединений HNO_3 и $ClONO_2$:



$$HNO_3 + OH \to NO_3 + H_2O,$$
$$ClONO_2 + h\nu \to Cl + NO_3.$$

Рассчитанное по модели фотохимическое время жизни приведено на рис. 15.4.2. Общее содержание NO_3 ночью с наземной станции (40° с. ш.) измерялось в течение пяти лет методом абсорбционной спектроскопии. Для 40° с. ш. общее содержание NO_3 в столбе равно $7\cdot10^{13}$ см$^{-2}$, для 60° с. ш. — $3\cdot10^{13}$ см$^{-2}$. Эти оценки сделаны для $\lambda = 600$ нм и $\sigma = 1{,}7\cdot10^{-17}$ см^2. Максимум содержания наблюдался в апреле—мае, в остальное время года содержание было меньше порога чувствительности. Вертикальное распределение (рис. 15.4.10) получено для 44° с. ш. при подъеме спектральной аппаратуры на аэростате.

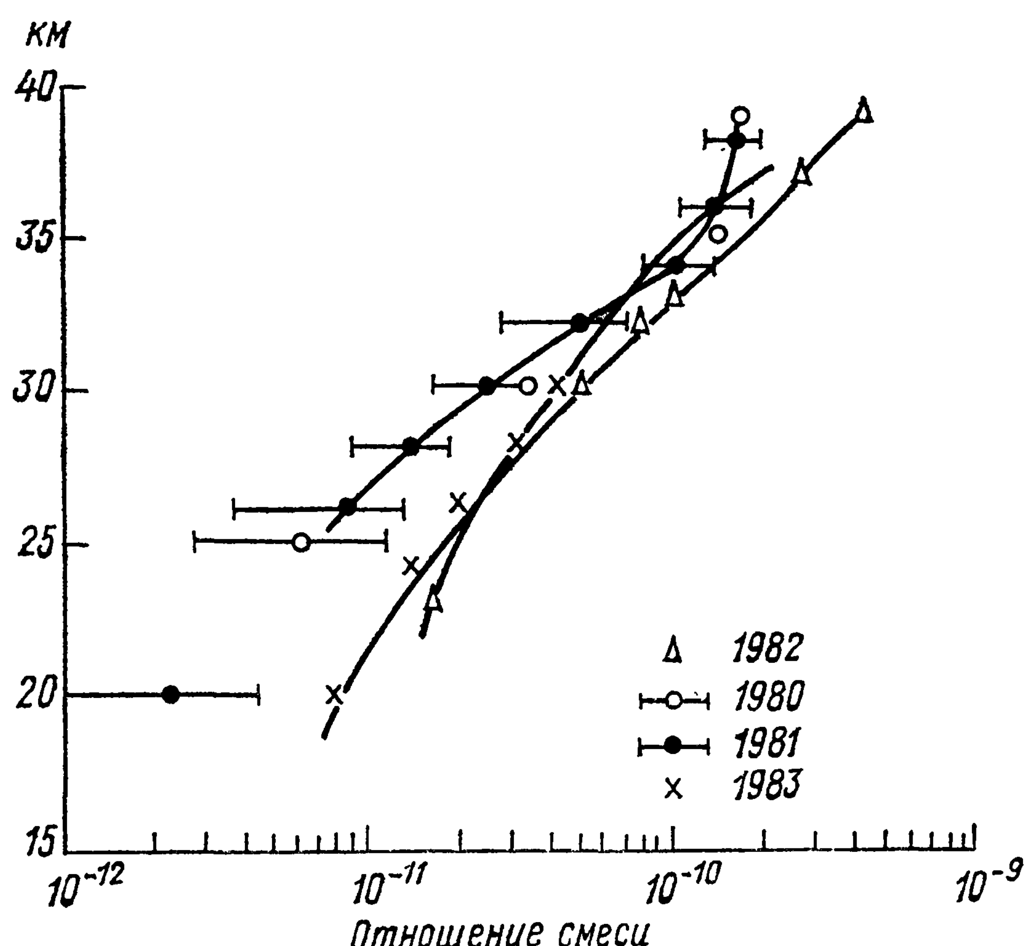


Рис. 15.4.10. Вертикальное распределение отношения смеси для NO_3 по данным наблюдений различных авторов на 32° с. ш. [55].

15.4.5. Азотный ангидрид N_2O_5

Азотный ангидрид образуется в реакции с участием NO_2 и NO_3 почти исключительно ночью

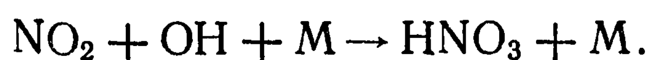


$$NO_3 + NO_2 + M \to N_2O_5 + M.$$

Днем разрушается за счет столкновительной диссоциации и фотодиссоциации с образованием тех же веществ NO_2 и NO_3. Это соединение изучено пока слабо. Разовое измерение дало отношение смеси $(1{,}2 \pm 0{,}5)\cdot10^{-9}$ на высоте 32 км. Общее содержание можно оценить по изменению содержания NO и NO_2 от восхода до заката. Расчетное время жизни показано на рис. 15.4.2.

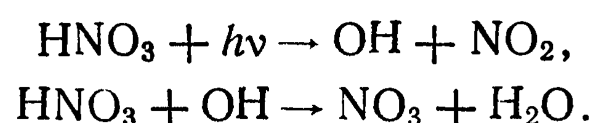
15.4.6. Азотная кислота HNO_3

Азотная кислота входит в группу так называемых резервуарных компонентов. Она осуществляет взаимодействие между азотными и водородными составляющими и образуется в трехтельных реакциях:



$$NO_2 + OH + M \to HNO_3 + M.$$

Потому и реакция с OH приводит к гибели HNO_3



$$HNO_3 + h\nu \to OH + NO_2,$$
$$HNO_3 + OH \to NO_3 + H_2O.$$

Кроме того, азотная кислота проникает в капли дождя, и этот процесс приводит к вымыванию азотных составляющих. Фотохимическое время жизни и высотное распределение по модельным оценкам представлено на рис. 15.4.2 и 15.4.3 соответственно.

Вертикальный профиль HNO_3 измерялся многими авторами различными оптическими и химическими методами. Профиль содержания HNO_3 по данным наблюдений различных авторов на 32° с. ш. показан на рис. 15.4.11. На высотах, близких к 25 км, виден нерезкий максимум. Значение концентрации HNO_3 в максимуме растет с ростом широты, согласно данным наблюдений на 32, 45 и 64° с. ш. Общее содержание также увеличивается с широтой. Зимой оно выше, чем летом. Сведений о наличии суточного хода содержания HNO_3 нет.

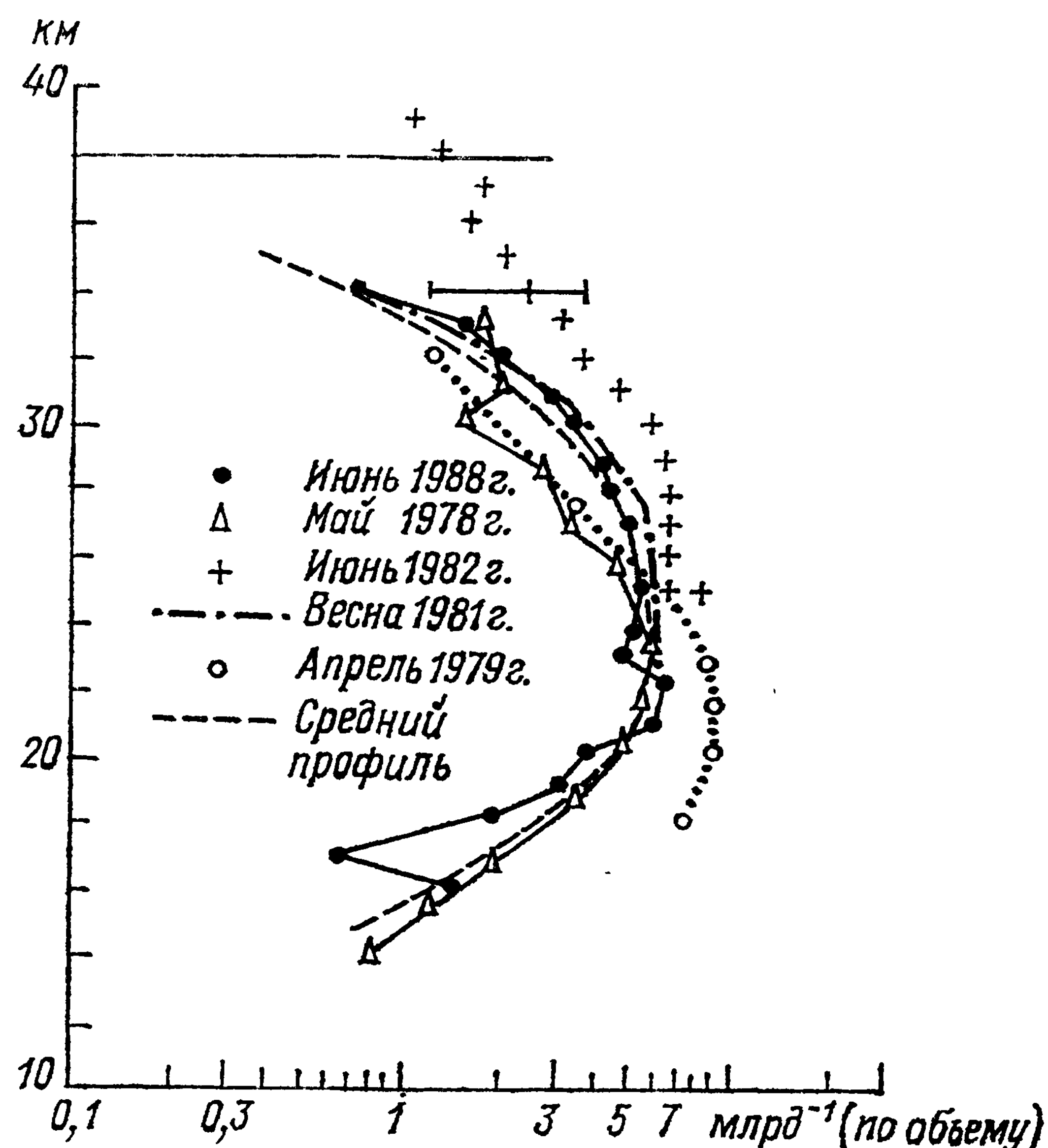


Рис. 15.4.11. Вертикальный профиль HNO_3 на широте 32° с. ш. по данным различных авторов.

Азотная кислота измерялась с помощью приборов LIMS и SME, установленных на спутнике [122]. Вертикальное распределение зонально осредненных значений содержания азотной кислоты на пяти широтах за октябрь, январь, апрель и май показано на рис. 15.4.12.

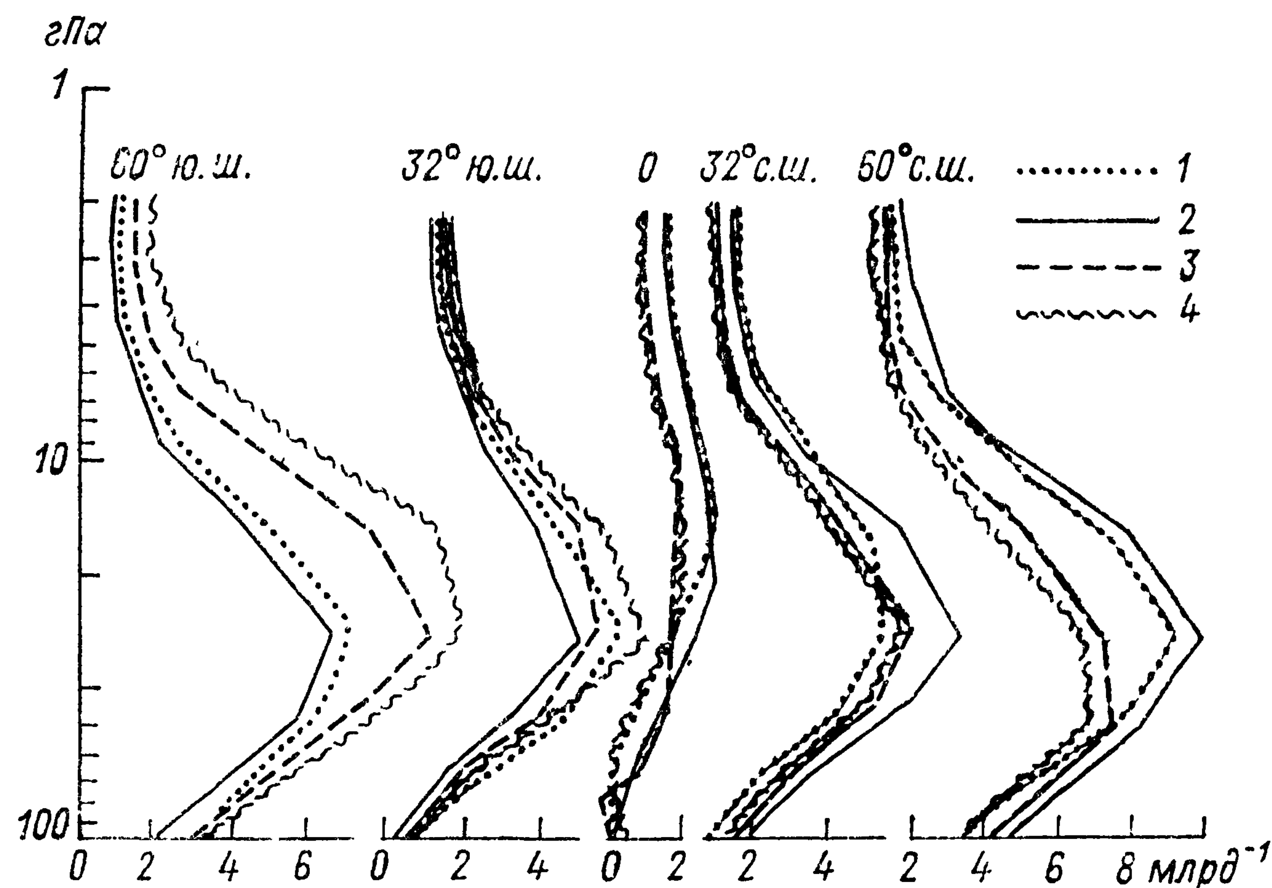
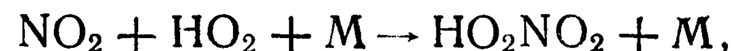


Рис. 15.4.12. Вертикальное распределение зонально осредненного содержания HNO_3 на пяти широтах в октябре (*1*), январе (*2*), апреле (*3*) и мае (*4*).

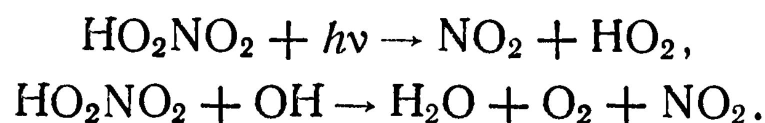
15.4.7. Перекисноазотная кислота HNO_4

Эта молекула образуется в реакции



$$NO_2 + HO_2 + M \to HO_2NO_2 + M,$$

а разрушается в результате столкновительной диссоциации на малых высотах, а также фотолиза и реакции с OH на больших:



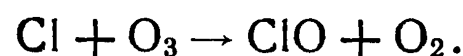
$$HO_2NO_2 + h\nu \to NO_2 + HO_2,$$
$$HO_2NO_2 + OH \to H_2O + O_2 + NO_2.$$

Эта молекула важна для химического поведения как азота, так и водорода.

Фотохимическое время жизни и высотное распределение, вычисленное по модели из [64], приведено на рис. 15.4.2 и 15.4.3, хотя непосредственных измерений содержания этого соединения в атмосфере почти нет, его отношение смеси на высоте 28 км оценивается в $0{,}5 \cdot 10^{-9}$.

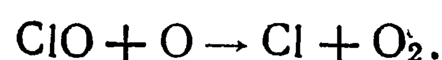
15.5. СОЕДИНЕНИЯ ХЛОРА

Из многочисленного ряда соединений хлора, присутствующих в атмосфере, единственными активными составляющими являются Cl и ClO. Атом хлора, образующийся в атмосфере, реагирует с озоном, давая оксид хлора:



$$Cl + O_3 \rightarrow ClO + O_2.$$

Оксид хлора участвует в двух основных реакциях в стратосфере. Реакция с атомарным кислородом разрушает нечетный кислород и восстанавливает хлор



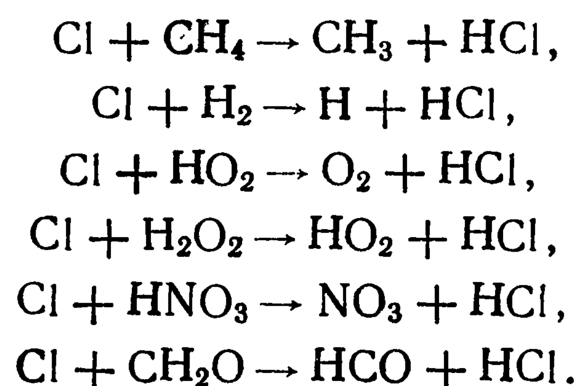
$$ClO + O \rightarrow Cl + O_2.$$

Реакция с оксидом азота дает диоксид азота и вновь атом хлора



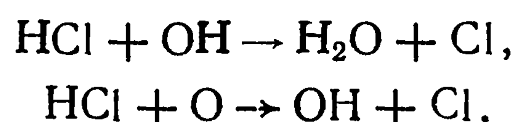
$$ClO + NO \rightarrow Cl + NO_2.$$

Реакция между ClO и NO осуществляет взаимодействие между хлорными и азотными циклами, а первые две реакции представляют собой важный каталитический цикл разрушения нечетного кислорода. Помимо этих быстрых процессов происходят более медленные, которые приводят к образованию HCl. Соляная кислота образует химически инертный резервуар, в котором накапливаются фотохимически активные компоненты и который влияет на скорость их каталитической реакции с нечетным кислородом:



$$Cl + CH_4 \rightarrow CH_3 + HCl,$$
$$Cl + H_2 \rightarrow H + HCl,$$
$$Cl + HO_2 \rightarrow O_2 + HCl,$$
$$Cl + H_2O_2 \rightarrow HO_2 + HCl,$$
$$Cl + HNO_3 \rightarrow NO_3 + HCl,$$
$$Cl + CH_2O \rightarrow HCO + HCl.$$

Наиболее важной является реакция хлора с метаном, а в верхней стратосфере реакция хлора с гидропероксилом HO_2. Разрушается соляная кислота в реакциях с OH и O в результате чего вновь образуется атом хлора:



$$HCl + OH \rightarrow H_2O + Cl,$$
$$HCl + O \rightarrow OH + Cl.$$

Кроме того, под воздействием излучения с $\lambda < 220$ км происходит фотодиссоциация HCl



$$HCl + h\nu \rightarrow H + Cl.$$

Соляная кислота растворима в воде и вымывается из тропосферы осадками. С участием Cl и ClO в атмосфере образуются и другие составляющие типа ClOO, OClO, ClO_3, $ClONO_2$, HOCl. В настоящее время считается, что два последних соединения играют существенную роль в химических процессах в озоносфере. Нитрат хлора образуется по реакции ClO и NO_2



$$ClO + NO_2 + M \rightarrow ClONO_2 + M,$$

а молекула HOCl по реакции



$$ClO + HO_2 \rightarrow HOCl + O_2.$$

Разрушаются эти две составляющие за счет фотодиссоциации, а также в реакциях с OH и O. На рис. 15.5.1 представлен хлорный цикл в атмосфере. Источником атомарного хлора, кроме упомянутых реакций, является фотодиссоциация галогенуглеводородов антропогенного происхождения и их реакции с гидроксилом. На рис. 15.5.2 приведены вычисленные значения времени жизни основных хлорных составляющих [5], а также характерные значения времени переноса для средней атмосферы. В большей части средней атмосферы условие фотохимического равновесия справедливо для ClO и Cl и несправедливо для HCl и Cl_x. Под

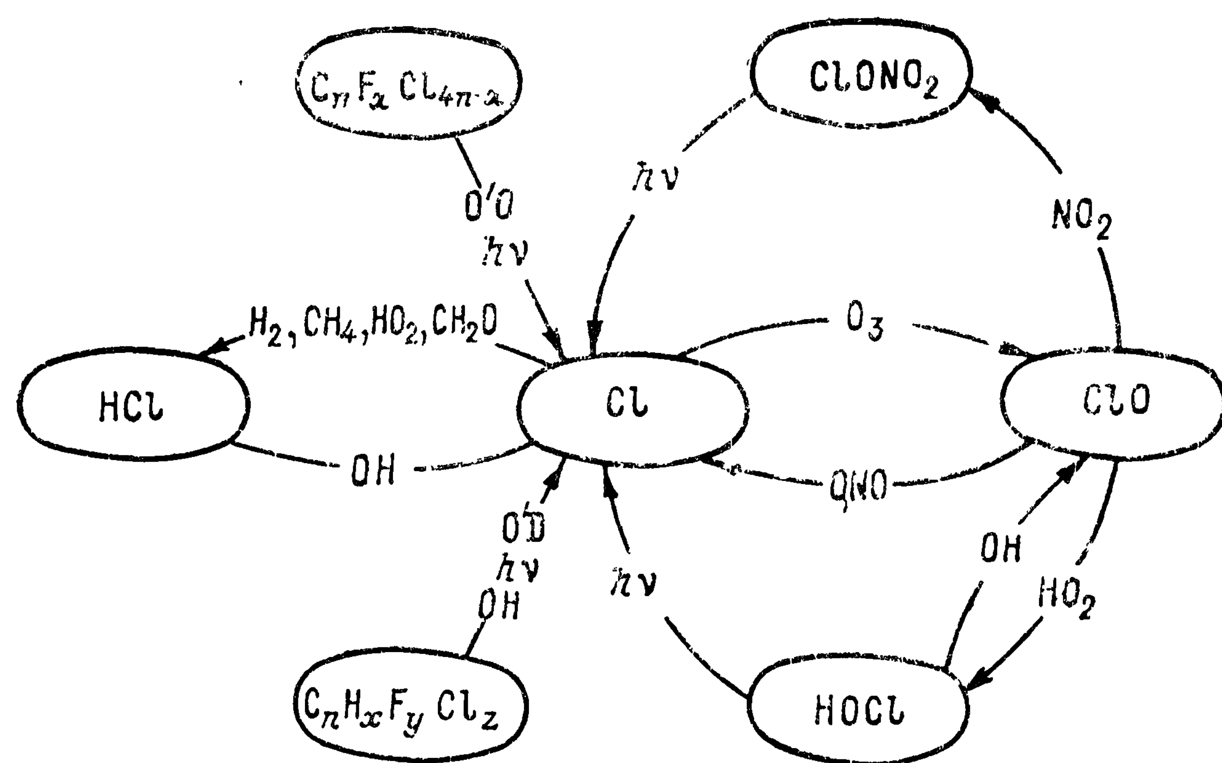


Рис. 15.5.1. Хлорный цикл в атмосфере.

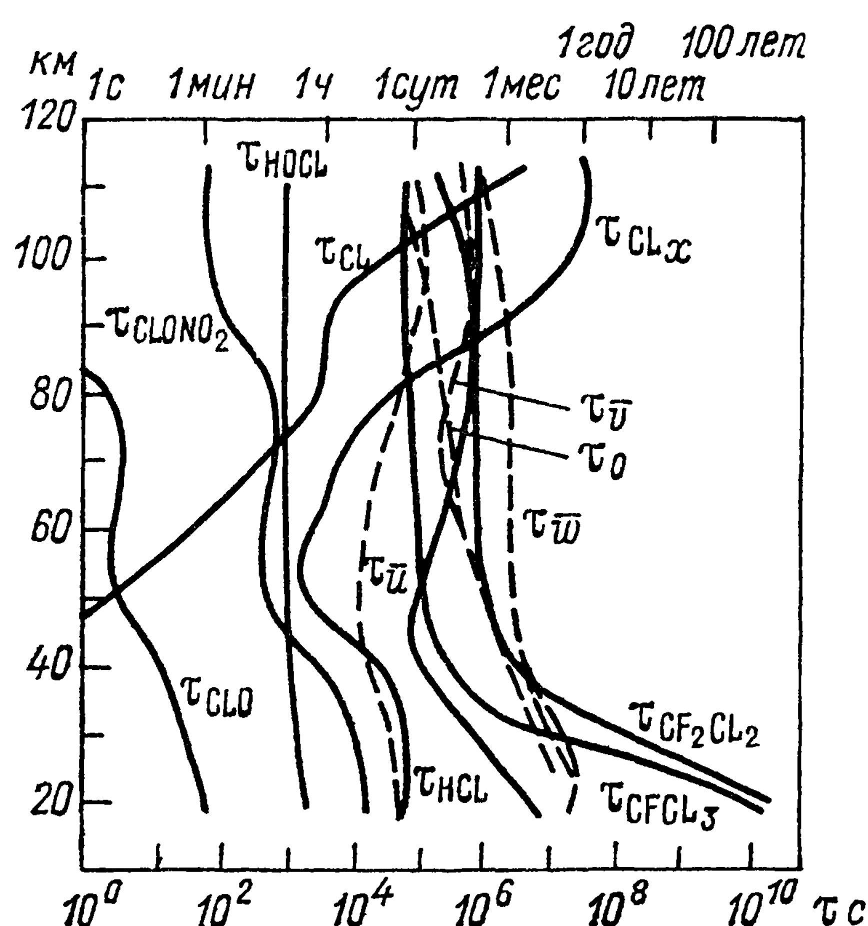


Рис. 15.5.2. Фотохимическое время жизни основных хлорных составляющих и постоянные времени процессов переноса [5].

«нечетным» хлором Cl_x обычно понимают сумму составляющих Cl + ClO + HOCl. Существует еще понятие «реактивного хлора» Cl_y, включающее еще два соединения, а именно:



$$Cl_y = Cl + ClO + HCl + ClONO_2 + HOCl.$$

На рис. 15.5.3 представлены вертикальные распределения хлорсодержащих компонентов, вычисленные по одномерной модели из [5].

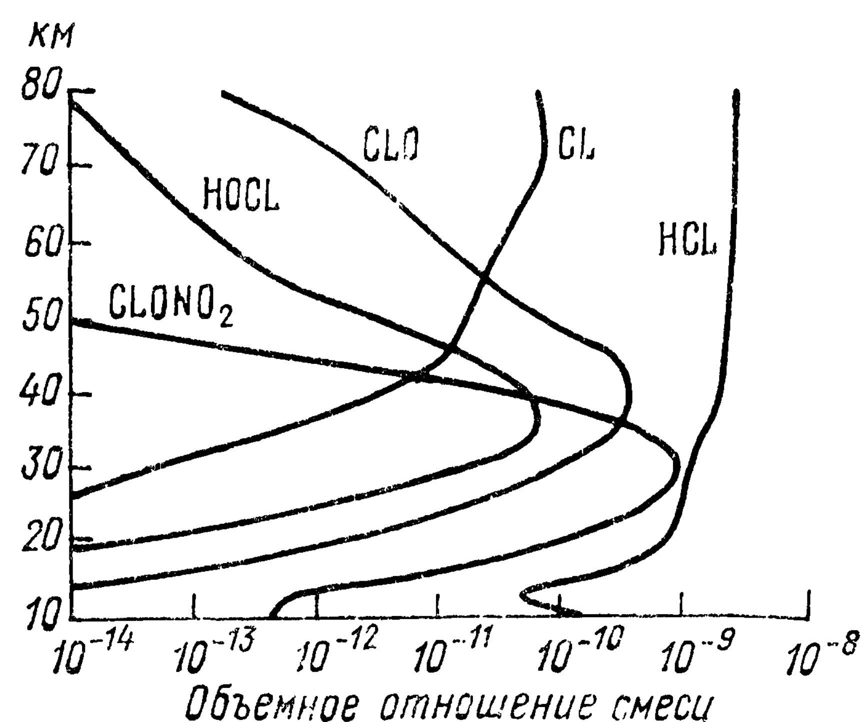


Рис. 15.5.3. Вертикальное распределение объемного отношения смеси для хлорных компонентов, вычисленное по одномерной модели [5].

15.5.1. Атомарный хлор Cl

Фотохимическое время жизни атомарного хлора на высоте менее 40 км ничтожно мало, возрастает с высотой, и к уровню 100 км достигает 1 сут. Рассчитанное по одномерной модели из [5] вертикальное распределение показывает, что относительная концентрация атомарного хлора на высоте менее 30 км менее 0,1 % (10^{-13}), но быстро растет с высотой. Известны только два случая непосредственного измерения их концентрации методом резонансной флуоресценции атомов хлора в стратосфере на высотах 35 и 42 км в 1976 г. [36, 37]. Крайне низкое содержание атомов хлора затрудняет наблюдения. Согласно данным этих наблюдений, концентрация составляет 10^5—10^6 см$^{-3}$. Модель Ко и Ше [98] предсказывает содержание атомов хлора, отличающееся от наблюдаемого только в два раза. Это хорошее совпадение. Косвенные сведения о вертикальном распределении атомарного хлора ниже уровня 35 км можно получить из данных наблюдений за этаном (C_6H_6), поскольку основным стоком этого углеводорода в стратосфере является реакция с атомарным хлором.

15.5.2. Оксид хлора ClO

Оксид хлора образуется в атмосфере в результате разрушения озона атомарным хлором. Гибнет это соединение при реакциях с атомарным кислородом и оксидом азота, восстанавливая атомарный хлор. Гибель оксида хлора идет также через фотодиссоциацию. Как показывает расчет (см. рис. 15.5.2), фотохимическое время жизни оксида хлора чрезвычайно мало. Расчеты вертикального профиля оксида хлора (см. рис. 15.5.3) дают максимум распределения на высоте 38—40 км [98]. Первые измерения концентрации оксида хлора выполнены методом резонансной флуоресценции при наблюдении приборами, спускающимися на парашюте с высотного аэростата [37]. В дальнейшем измерения общего содержания ClO в столбе атмосферы проводились дистанционными методами с помощью спектрометров миллиметрового [118] и инфракрасного диапазонов. Измерения выполнялись с поверхности Земли, с самолета и аэростата. На рис. 15.5.4 показано вертикальное распределение оксида хлора в слое 20—45 км.

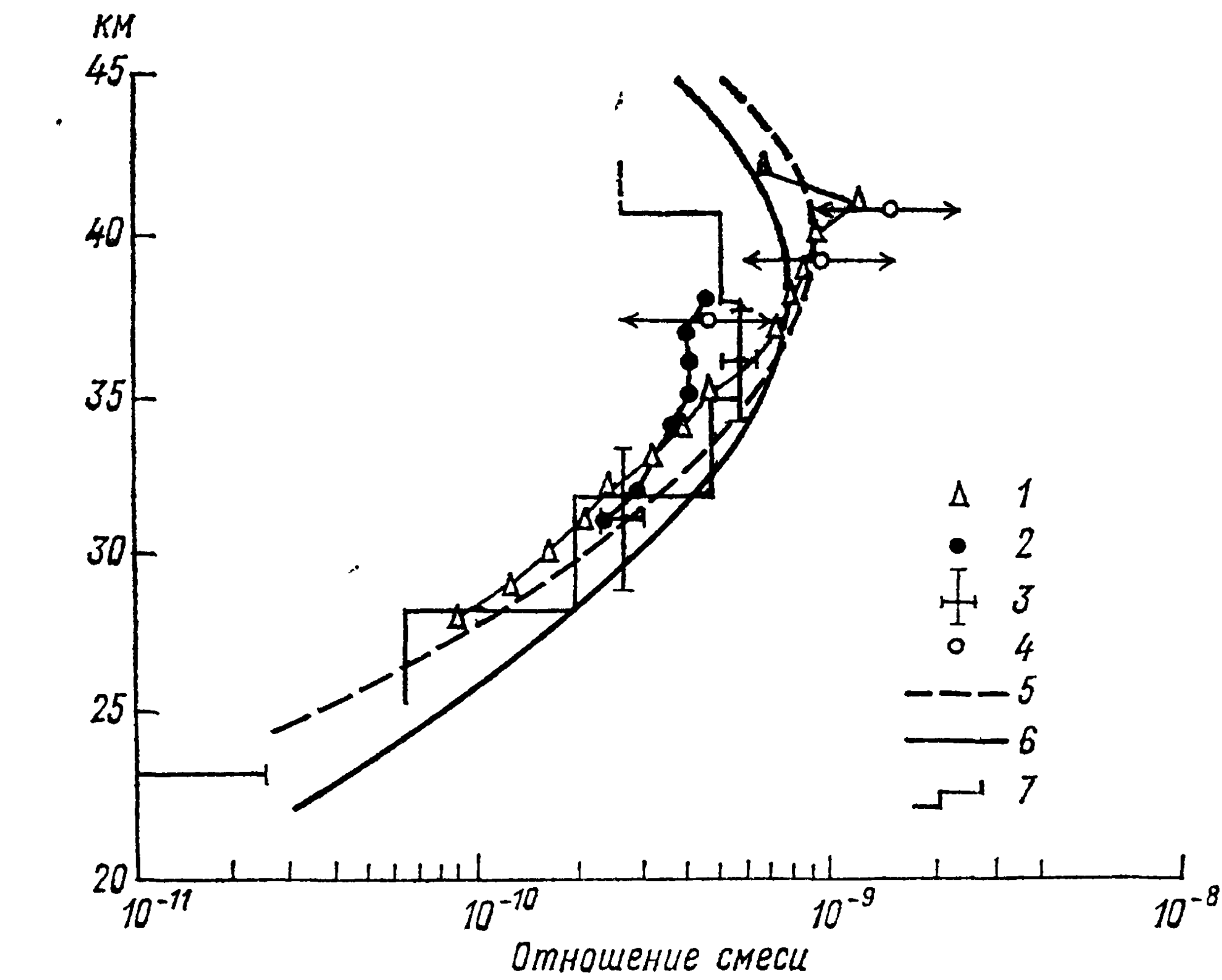


Рис. 15.5.4. Вертикальное распределение отношения смеси для ClO.

1, 2 — метод резонансной флуоресценции [147] и [66] соответственно; *3* — спектрометр миллиметрового диапазона, установленный на аэростате [147]; *4* — ИК-спектрометр, установленный на аэростате [111]; *5, 6* — модель для 30° с. ш. для зимы (*5*) и лета (*6*) [98]; *7* — дистанционные измерения с земной поверхности [118].

По результатам измерений изменчивость содержания ClO оценивается в 30—60 %. На рис. 15.5.4 даны также два модельных профиля для зимы и лета на 30° с. ш. Для зимы заметен сдвиг профиля вверх и увеличение концентрации в максимуме.

Как модели, так и эксперимент свидетельствуют о наличии суточного хода содержания ClO. В табл. 15.5.1 приведены дневные и ночные значения общего содержания ClO

Таблица 15.5.1

Содержание (см$^{-2}$) ClO в столбе атмосферы

Время суток	Содержание ClO, 10^{13} см$^{-2}$: 9—16 XII 1982 [134]	Содержание ClO, 10^{13} см$^{-2}$: Модель [98]
На высоте более 30 км		
День	7,5±1	12
Ночь	13,0±0,3	1,5
На высоте более 40 км		
День	2,0±0,6	2,1
Ночь	1,0±0,3	1,1

в столбе атмосферы на высоте более 30 и 40 км, измеренные с поверхности Земли спектрометром, работающим в миллиметровом диапазоне на частоте 276,63 ГГц. Здесь же даны оценки содержания ClO в столбе по модели из [98]. Суточные изменения содержания ClO позволяют проверить теоретические предсказания о взаимодействии химических циклов хлора, азота и водорода в стратосфере.

По результатам измерений [134] построен суточный ход изменения содержания ClO в столбе атмосферы. Область измеренных значений показана на рис. 15.5.5. Здесь же представлен результат модельных расчетов. Суточный ход содержания ClO в стратосфере может быть объяснен взаимными переходами между ClO и $ClONO_2$, происходящими днем и ночью. Днем нитрат хлора фотодиссоциирует на свету, образуя ClO, ночью ClO реагирует с диоксидом азота. Однако двукратное изменение содержания ClO в столбе атмосферы выше уровня 40 км ото дня к ночи не может быть объяснено только одним химическим поведением $ClONO_2$. Образование HOCl при рекомбинации ClO и HO_2 ночью и фотолиз HOCl днем влияют на суточный ход ClO [98]. Этот процесс учтен в модели, результаты расчета по которой показаны в табл. 15.5.1. В модели Соломон и Гарсиа [133] просчитана возможная широтная и сезонная изменчивость содержания ClO. Показано, что в зависимости от широты в слое максимума около высоты 38 км следует ожидать 20 %-ное колебание содержания ClO. По этой же модели на 40° с. ш. на высоте максимума летом количество ClO будет на 50 % меньше, чем зимой, а на 20° с. ш. это уменьшение составит только 25 %. Модель предсказывает, что за счет роста выбросов промышленных хлоруглеводородов возможно увеличение содержания ClO на 5 %.

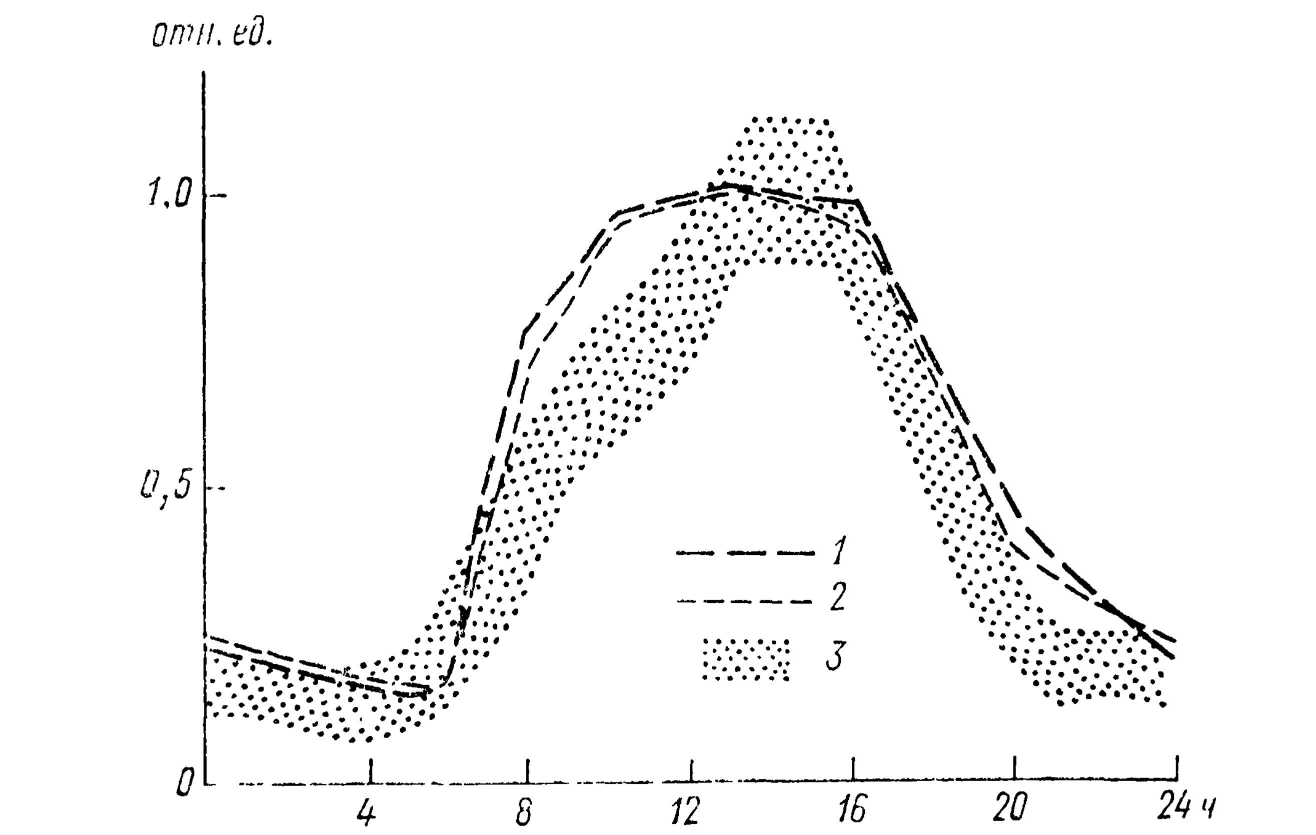


Рис. 15.5.5. Суточный ход изменения содержания ClO в столбе атмосферы.

1, 2 — модель; *3* — область измеренных значений по [134], нормализованных к высоте 30 км по плотности ClO.

К настоящему моменту достигнуто определенное согласие между теорией и экспериментом как в распределении содержания ClO с высотой, так и в его суточном ходе. Однако экспериментального материала недостаточно для анализа годового хода и распределения в зависимости от географической широты.

15.5.3. Нитрат хлора $ClONO_2$

Нитрат хлора является ключевой молекулой, соединяющей стратосферные циклы азота и хлора. Его образует рекомбинация ClO с NO_2, а в светлое время он фотодиссоциирует. Таким образом, нитрат хлора следует считать главным временным резервуаром хлора в средней атмосфере (25—35 км). Измерения содержания $ClONO_2$ крайне важны не только для создания общего представления о химии стратосферы, но и для реального предвидения воздействия хлора на озон. Высотное распределение, рассчитанное по одномерной модели из [5], и фотохимическое время жизни представлено на рис. 15.5.3 и 15.5.2 соответственно. Первое определение содержания $ClONO_2$ было основано на измерении полосы поглощения на частоте 1292 $см^{-1}$ [111]. Однако в этой спектральной области имеется ряд близко расположенных и сильных линий других газовых составляющих, что затрудняет оценку содержания нитрата хлора. Позднее измерения в области 780,2 $см^{-1}$ дали более надежные результаты, хотя и эта область маскируется слабыми линиями поглощения O_3, CO_2. На рис. 15.5.6 представлены данные наблюдений и расчетов.

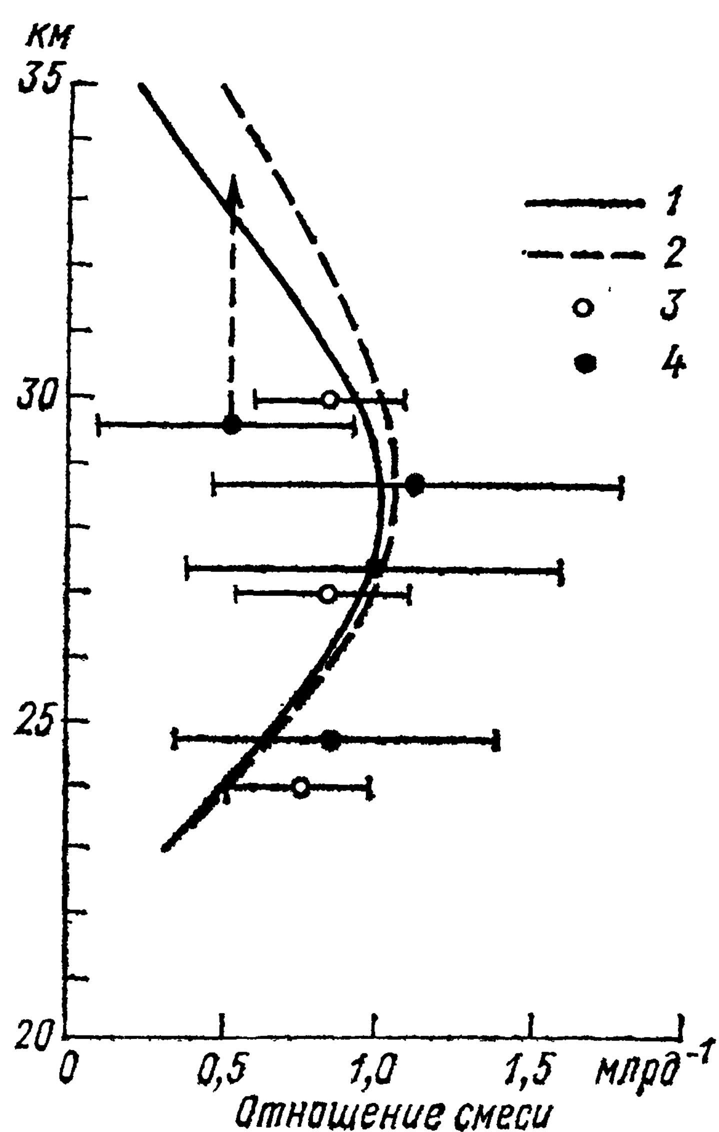


Рис. 15.5.6. Вертикальное распределение отношения смеси для $ClONO_2$ в стратосфере.

1, 2 — расчет по [98] для полудня (*1*) и заката (*2*); *3, 4* — измерения на 33° с. ш. [111].

15.5.4. Хлористый водород HCl

Хлористый водород является основным хлорсодержащим компонентом стратосферы. На долю HCl приходится от 83 до 98 % общего содержания хлора в слое 10—25 км. Источники HCl есть в тропосфере и стратосфере. Основной тропосферный источник — взаимодействие SO_4, NO_3 и NaCl, поступающей в атмосферу вместе с брызгами океанической воды. Некоторая часть HCl образуется при сжигании пластмасс и в ряде производственных процессов. Стратосферные источники по преимуществу антропогенного происхождения — это фотолиз галогенуглеводородов. Небольшая доля HCl образуется при взаимодействии OH с метилхлоридом CH_3Cl, источником которого служит также океан и сгорание растительности. Хлористый водород поступает в атмосферу и при извержении вулканов. В атмосферу может быть выброшено 40—180 тыс. т HCl при крупном извержении. Фотохимическое время жизни HCl составляет несколько суток (см. рис. 15.5.2). Вследствие того что источники HCl расположены в нижней тропосфере и верхней стратосфере, вертикальный профиль HCl должен иметь характерную структуру с минимумом в верхней тропосфере и нижней стратосфере. Модельный расчет подтверждает это предположение (см. рис. 15.5.3). Почти все измерения концентрации HCl выполнены дистанционными спектральными методами по поглощению солнечного излучения в ИК-области спектра. Основной массив данных получен при наблюдениях в колебательно-вращательной полосе 1—0 в области 3000 $см^{-1}$ (3 мкм). В последнее время добавились измерения в диапазоне 40—160 $см^{-1}$. Измерения ИК-спектрометрами велись с поверхности Земли [81], с самолетов [83], аэростатов [55] и спутников. Тропосферная часть содержания HCl намного меньше стратосферной и подвержена наибольшей изменчивости. Результаты контактных измерений отношения смеси HCl в тропосфере показаны на рис. 15.5.7 [140].

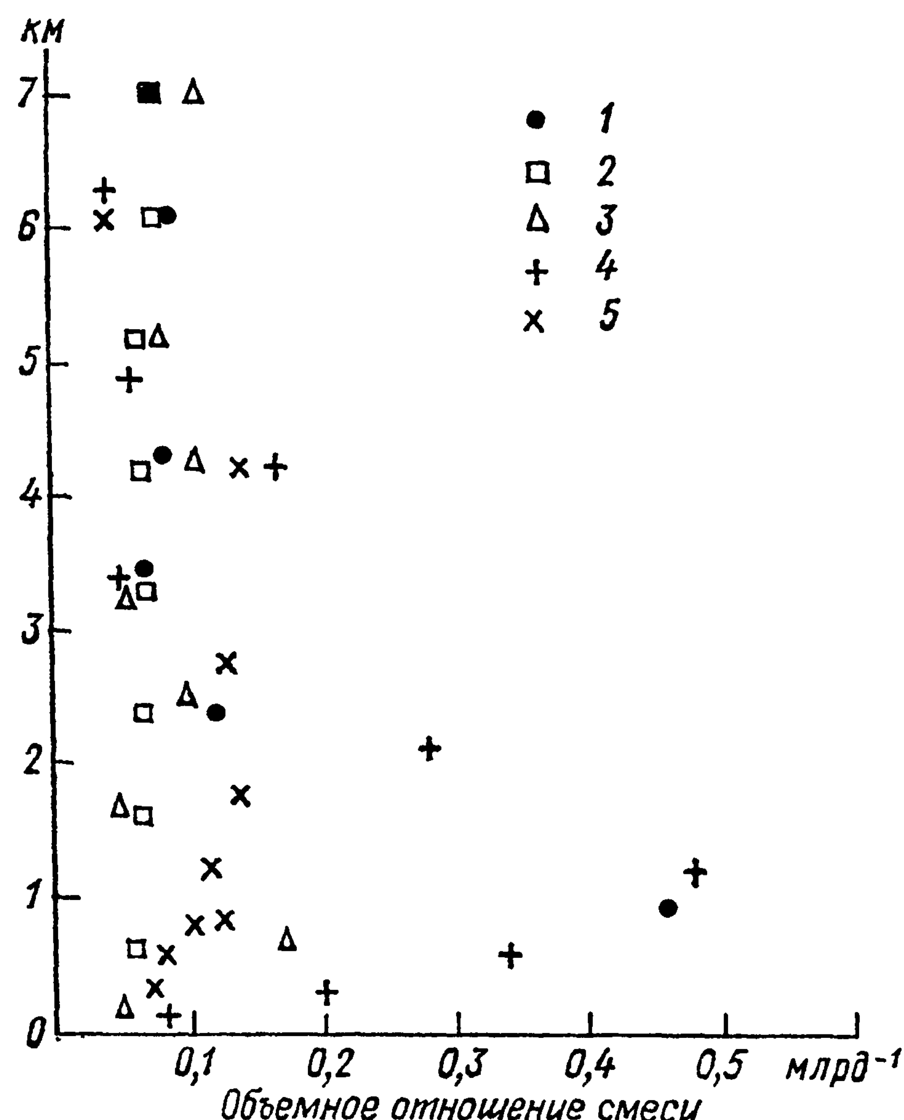


Рис. 15.5.7. Результаты контактных измерений отношения смеси для HCl в тропосфере по данным [140].

1—3 — Норвегия, *4* — Средиземноморье, *5* — Испания.

Среднее значение отношения смеси HCl в слое 3—7 км соответствует значениям 50—100 $трлн^{-1}$ (по объему). В воздушных массах, неподверженных влиянию континентальных источников, ниже уровня 3 км изменчивость самая большая, причем максимальные значения доходят до 500 $трлн^{-1}$ (по объему). Содержание HCl в тропосфере находится в обрат-

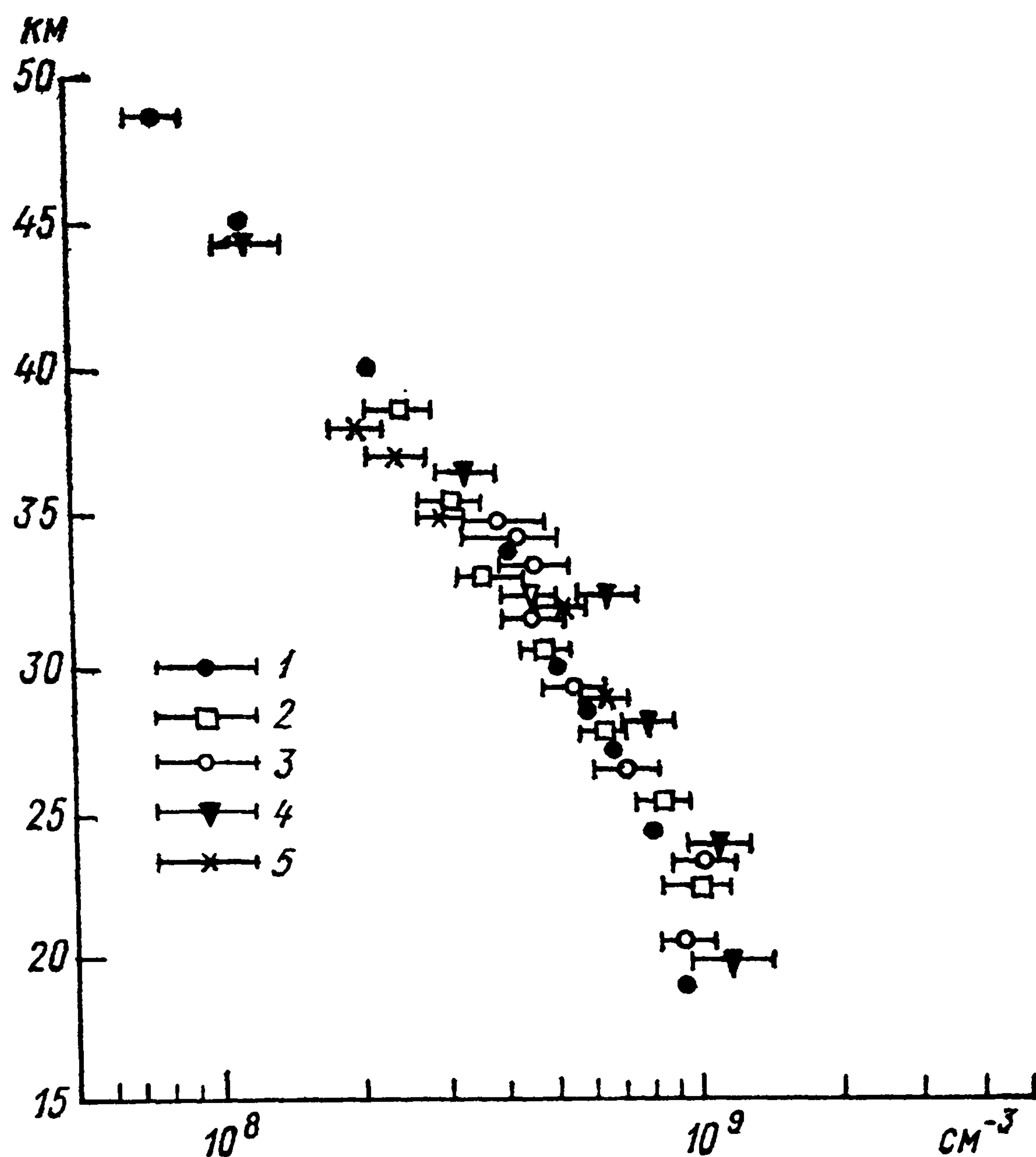


Рис. 15.5.8. Сравнительный эксперимент по одновременному измерению концентрации HCl различными приборами, установленными на аэростате [55].

1, 2 — дифракционные спектрометры; *3—5* — интерферометрические приборы.

ной зависимости от высоты тропопаузы. Так как HCl имеет очень большое значение для понимания химических процессов в стратосфере, был предпринят специальный сравнительный эксперимент при подъеме на аэростате аппаратуры нескольких видов [55]. На рис. 15.5.8 представлены результаты измерений пятью видами приборов в трех подъемах аэростатов. Здесь же приведена также возможная ошибка для каждого измерения. Максимальная погрешность среднего профиля, вычисленного по данным всех измерений, не превосходит 15 %. Средний по измерениям профиль HCl, но пересчитанный в единицах объемного отношения смеси, представлен на рис. 15.5.9. Здесь же даны модельные кривые

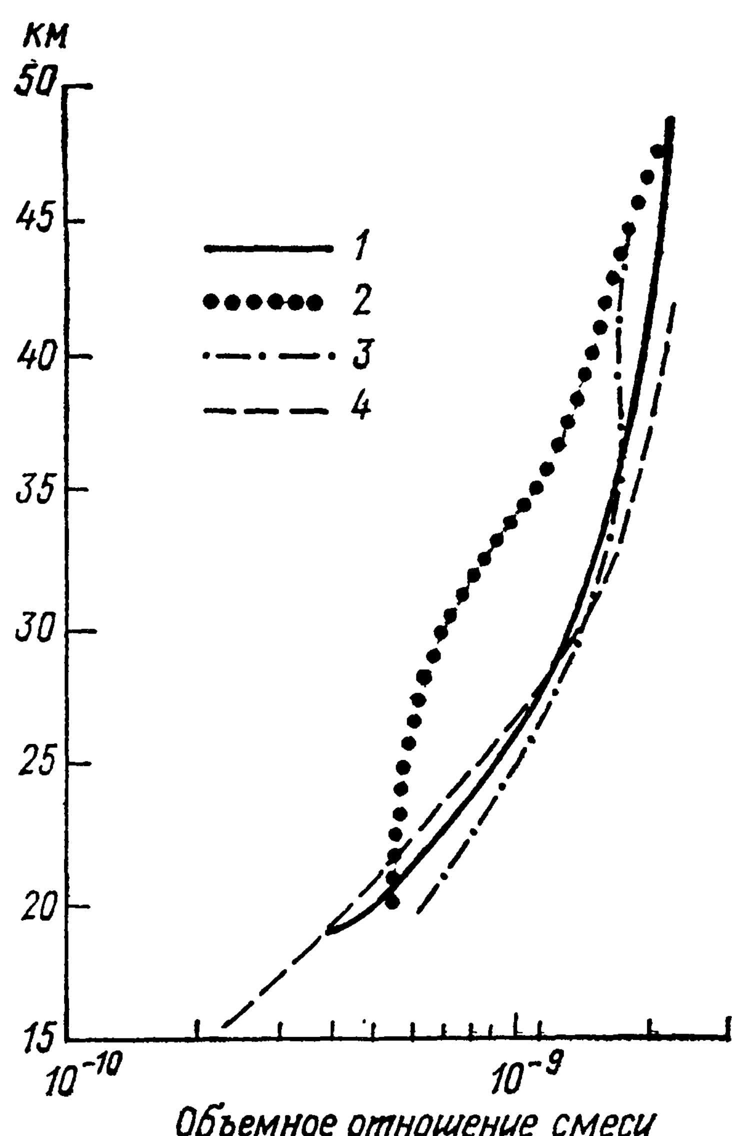


Рис. 15.5.9. Вертикальный профиль HCl.

1 — средняя кривая сравнительного эксперимента [55], *2* — модель из [98] для HCl, *3* — модель из [98] для $HCl + ClONO_2$, *4* — средний профиль по данным ВМО.

[98] для HCl и $HCl + ClONO_2$. Измерения сделаны на 32° с. ш., расчет выполнен для 30° с. ш. Вычисленные значения содержания HCl на высоте 30 км в два раза меньше, чем экспериментальные. Эксперимент ближе к вычислениям для общего содержания HCl и $ClONO_2$. Для определения баланса хлора в стратосфере необходимы одновременные исследования трех веществ: HCl, $ClONO_2$ и ClO.

Зависимость содержания HCl в столбе атмосферы от географической широты представлена на рис. 15.5.10. Данные относятся к столбу воздуха на высоте более 11,5 км.

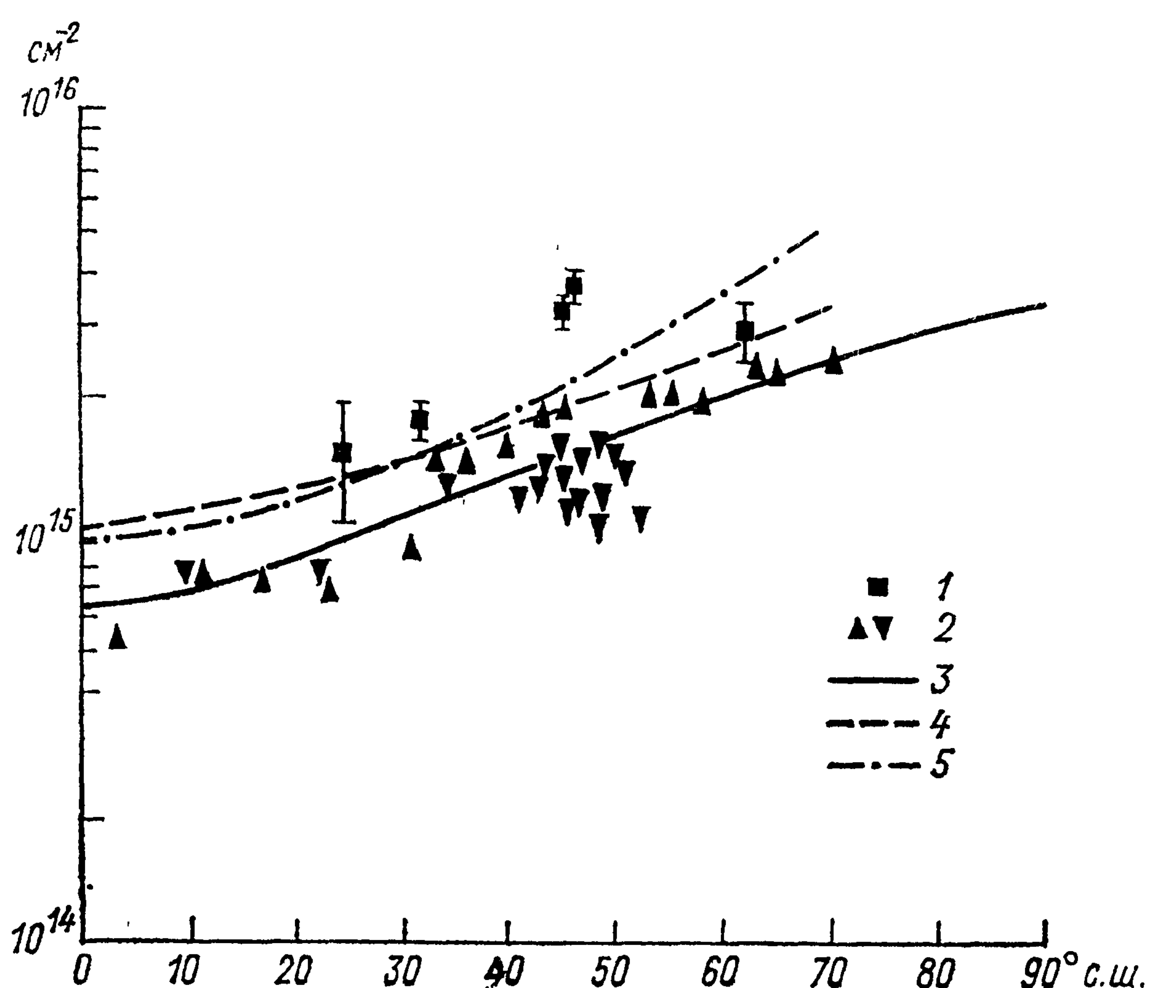


Рис. 15.5.10. Зависимость содержания HCl ($см^{-2}$) в столбе атмосферы от географической широты.

1, 2 — данные измерений с самолета [106], *3* — средняя кривая, *4* — модель из [133], *5* — модель из [99].

Полученная зависимость может быть представлена эмпирическим выражением

$$HCl = (3,41 - 2,77 \cos \varphi) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2},$$

где φ — широта северного полушария [106]. Сведения о сезонной и годовой изменчивости содержания HCl по имеющимся данным пока получить трудно. Судя по результатам моделирования, запасы HCl в высоких широтах должны быть летом меньше вследствие увеличения содержания OH летом. В низких широтах сезонная изменчивость меньше и не должна превышать 40 % от изменений в высоких широтах. Большой интерес вызывают долгопериодные изменения содержания HCl. Однако данных наблюдений для достоверного определения таких изменений недостаточно. Модели предсказывают увеличение содержания HCl в стратосфере со скоростью 3—5 %/год. Оценки, выполненные в работе [106] по данным наблюдений, дают 5 %/год, в работе [55] — 1 % год.

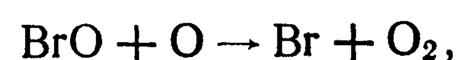
15.6. СОЕДИНЕНИЯ БРОМА

Как и другие атомы галогенов, атомы брома образуются при фотодиссоциации галогенуглеводородов типа $C_xH_yBr_z$. Бромный цикл весьма сходен с хлорным циклом, следовательно, реакции с участием Br существенно влияют на баланс озона. Атом брома, образующийся после фотодиссоциации сложных бромсодержащих молекул, вступает в реакцию с озоном



$$Br + O_3 \rightarrow BrO + O_2,$$

за которой следует серия реакций с участием оксида брома:



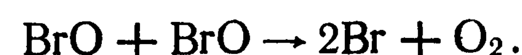
$$BrO + O \rightarrow Br + O_2,$$



$$BrO + NO \rightarrow Br + NO_2,$$

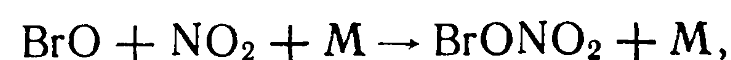


$$BrO + ClO \rightarrow Br + OClO \rightarrow Br + Cl + O_2,$$



$$BrO + BrO \rightarrow 2Br + O_2.$$

Таким образом, бром не просто участвует в каталитическом разрушении озона, но может также влиять на хлорный цикл через реакцию с ClO. В результате влияние обоих галогенов на молекулы озона зависит от этого взаимодействия между циклами, при котором оба цикла становятся более интенсивными. Оксид брома легко распадается под действием солнечного излучения и может соединяться также с NO_2 и HO_2:



$$BrO + NO_2 + M \rightarrow BrONO_2 + M,$$

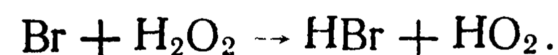


$$BrO + HO_2 \rightarrow HOBr + O_2,$$

образуя молекулы $BrONO_2$ и HOBr, которые быстро фотодиссоциируют. Атомный Br вступает также в реакцию с HO_2 и H_2O_2 с образованием кислоты HBr:



$$Br + HO_2 \rightarrow HBr + O_2,$$



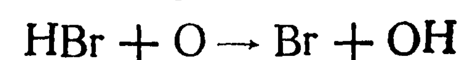
$$Br + H_2O_2 \rightarrow HBr + HO_2.$$

Последняя реакция протекает медленно при температурах средней атмосферы. Кислота HBr быстро реагирует с гидроксилом



$$HBr + OH \rightarrow Br + H_2O.$$

Реакция с атомарным кислородом



$$HBr + O \rightarrow Br + OH$$

протекает медленно и не играет существенной роли в химических реакциях с участием HBr. Схема химических реакций с участием брома представлена на рис. 15.6.1.

Рассчитанное по модели из работы [150] вертикальное распределение ряда бромсодержащих компонентов представлено на рис. 15.6.2. Измерения общего содержания брома в нижней стратосфере [56] показывают, что отношение смеси составляет 7—40 трлн$^{-1}$ (по объему) и может сильно изменяться. Поскольку бром является высокоэффективным катализатором рекомбинации озона, то даже низкие концентрации бромсодержащих органических соединений (около 100 трлн$^{-1}$ (по объему)) необходимо учитывать в химических процессах в стратосфере. По данным [148], мощность источников бромидов оценивается приблизительно

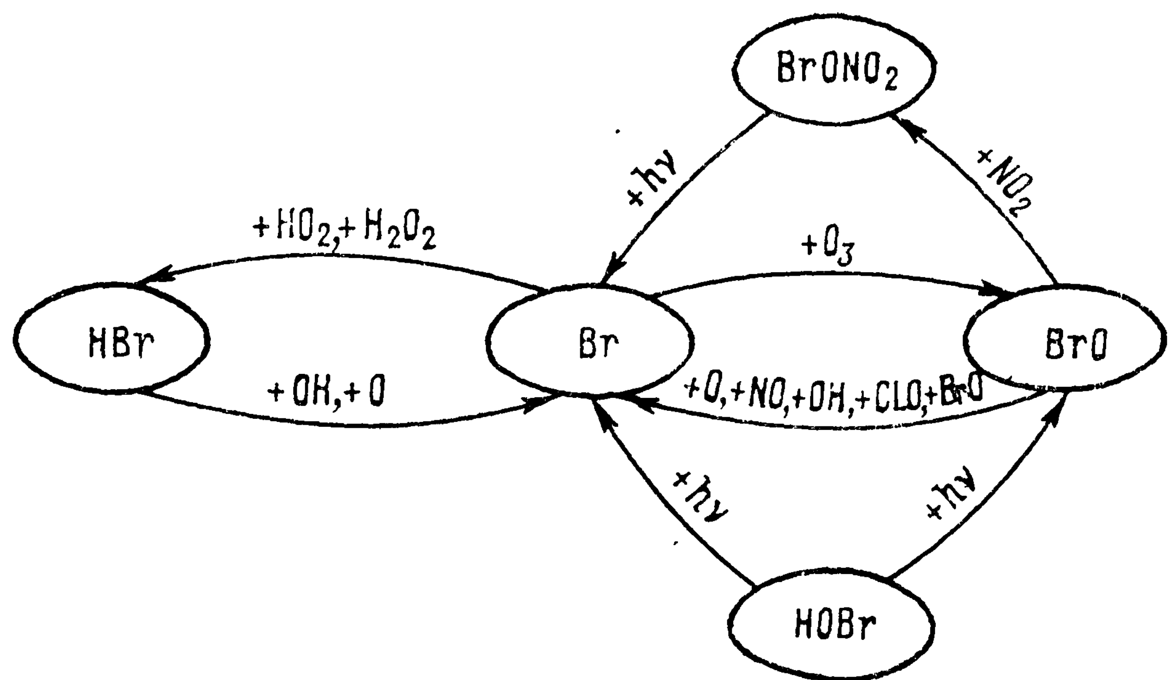


Рис. 15.6.1. Схема бромного цикла.

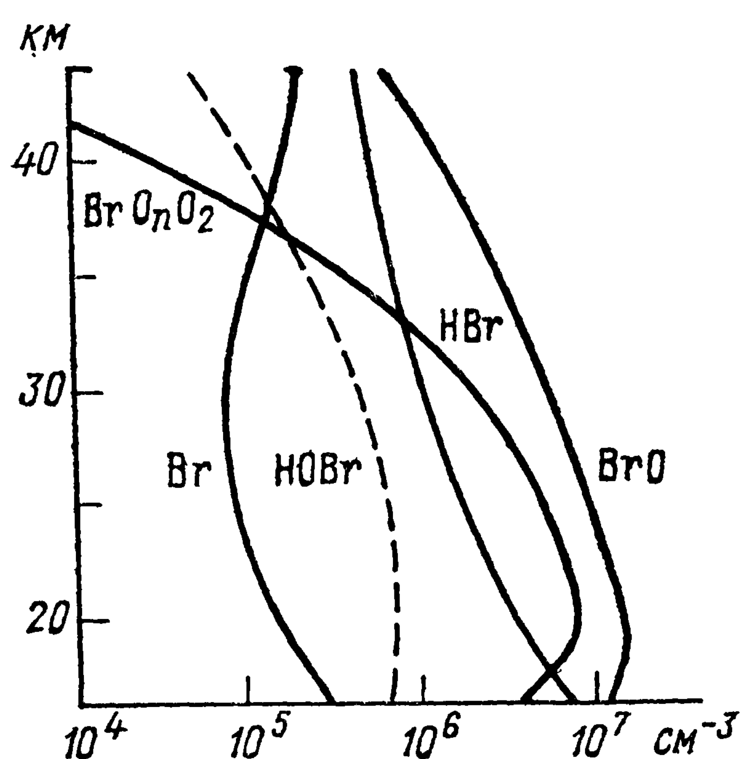


Рис. 15.6.2. Вертикальное распределение концентрации бромсодержащих компонентов ($см^{-3}$) атмосферы. Из [5].

в 1,1 Мт/год. Из них 80 % приходится на долю морского аэрозоля и 20 % на промышленность и транспорт. Естественный источник брома — океан, который производит наряду с хлористым и бромистый метил CH_3Br. В последние годы долгоживущие бромуглероды — галон 1301 (CF_3Br) и галон 1211 ($CBrClF_2$) — нашли широкое применение в качестве огнетушителей, а также в авиации и военной промышленности. Значит, следует ожидать, что концентрация этих веществ в атмосфере будет возрастать. Количество четырех бромсодержащих соединений — CH_2Br_2, $CHBr_2Cl$, CH_2BrCl и $C_2H_4Br_2$, — присутствующих в атмосфере, составляет 1—4 $трлн^{-1}$ (по объему).

15.6.1. Метилбромид CH_3Br

По данным [132], фоновое содержание этого вещества составляет 5 $трлн^{-1}$ (по объему) или менее, над морем — около 20 $трлн^{-1}$ (по объему). Метилбромид хорошо перемешан в тропосфере, и при измерении вертикального профиля до высоты 7 км на 70° с. ш. авторы работы [124] получили среднее отношение смеси, равное 10 ± 2 $трлн^{-1}$ (по объему). Измерения в стратосфере показали, что над тропопаузой содержание CH_3Br резко убывает. По данным работы [79], на высоте 14,4 км отношение смеси становится равным 1,2 $трлн^{-1}$ (по объему), а на высоте 20 км — за порогом чувствительности приборов.

15.6.2. Галон 1301 $CBrF_3$

Этот бромсодержащий галон применяется при тушении пожаров. В 1979 г. впервые было измерено содержание этого вещества в тропосфере [119], оно оказалось равным 0,7 $трлн^{-1}$ (по объему). Вертикальное распределение показано на рис. 15.6.3. Профиль получен отбором проб с последующим анализом методами газовой хроматографии и масс-спектрометрии (точность метода ±15 %, предел чувствительности 0,05 $трлн^{-1}$ (по объему), калибровка ±10 %).

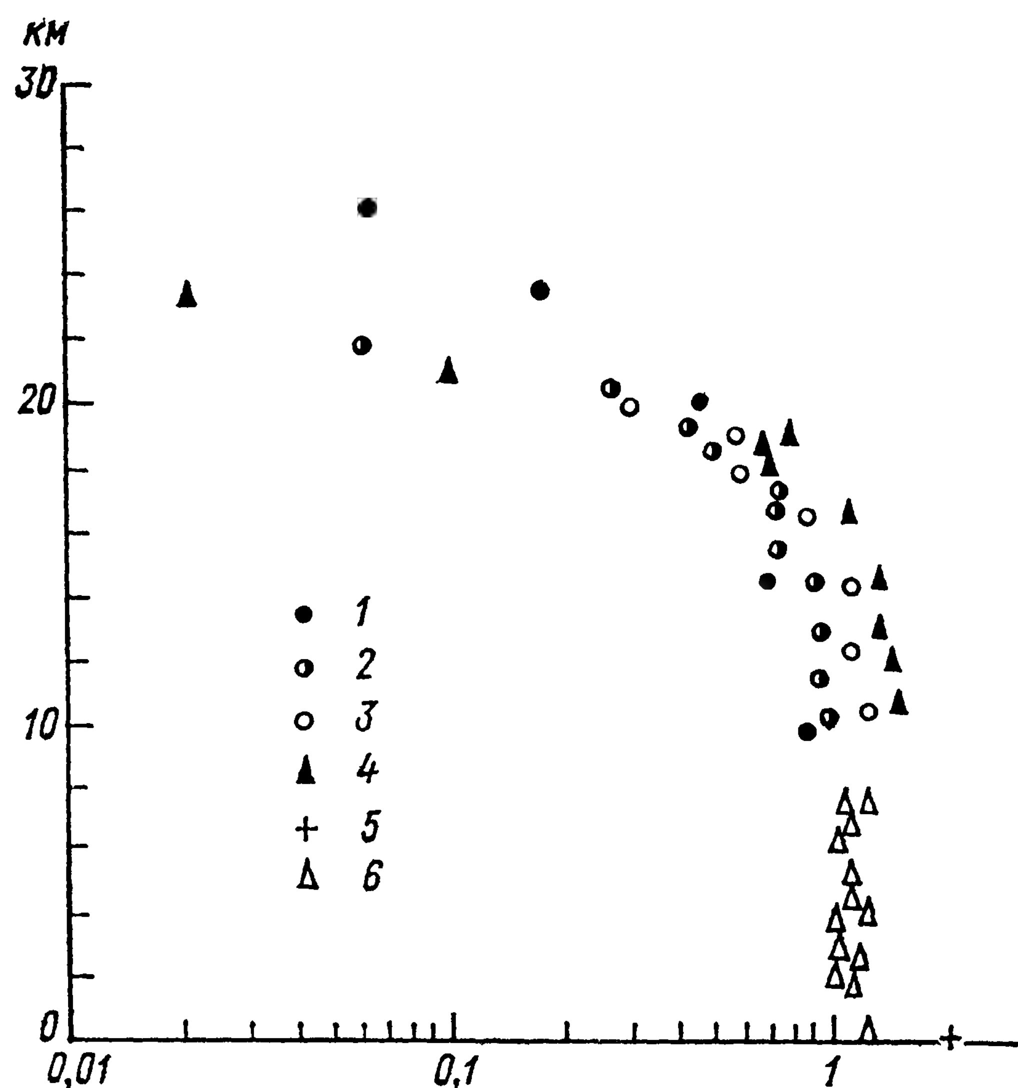


Рис. 15.6.3. Вертикальное распределение содержания $CBrF_3$ (*1*) и $CBrClF_2$ (*2—6*) в тропосфере и нижней стратосфере в средних широтах северного полушария.

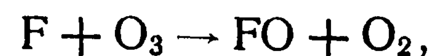
1 — по данным [79], *2—5* — по данным [102], *6* — по данным [124].

15.6.3. Галон 1211 $CBrClF_2$

Этот галогенуглеводород также применяется при огнетушении. Его содержание в тропосфере составило $(1,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-9}$ $трлн^{-1}$ (по объему) [124]. Вертикальный профиль приведен на рис. 15.6.3. Пробы, последовательно отобранные в 1982, 1983 и 1984 гг., показали увеличение содержания $CBrClF_2$ в нижней стратосфере на 20 %. Пробы отбирались криогенным пробоотборником с самолета и анализировались на газовом хроматографе с электронно-захватным детектором. Точность анализа ±5 %, минимальное обнаружение 0,03 $трлн^{-1}$ (по объему), абсолютная калибровка путем двуступенчатого разбавления 10 %.

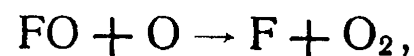
15.7. СОЕДИНЕНИЯ ФТОРА

Как и другие атомы галогенов, атомы фтора появляются в атмосфере в результате фотодиссоциации хлорфторуглеводородов и других компонентов, таких, как SF_6. Атомы фтора быстро реагируют с озоном



$$F + O_3 \rightarrow FO + O_2,$$

образуя оксид фтора, который подобно оксиду хлора реагирует или с атомарным кислородом



$$FO + O \rightarrow F + O_2,$$

или с оксидом азота

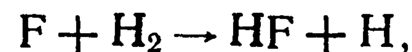


$$FO + NO \rightarrow F + O_2.$$

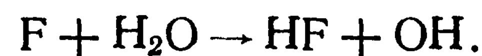
Как и атом хлора, атом фтора может образовывать кислоту HF:



$$F + CH_4 \rightarrow HF + CH_3,$$



$$F + H_2 \rightarrow HF + H,$$



$$F + H_2O \rightarrow HF + OH.$$

Однако в отличие от HCl молекула HF не реагирует эффективно с OH, так что атомы фтора после реакции с CH_4, H_2 и H_2O эффективно стабилизируется в виде HF. Поскольку источники HCl и HF более или менее одинаковы, а скорости гибели сильно различаются благодаря реакции с OH, отношение HCl/HF может служить индикатором количества радикалов OH.

Вследствие стабильности HF концентрации **F** и **FO** в атмосфере очень малы и влияние фтора на нечетный кислород несущественно. Возможна реакция HF с атомарным

кислородом $O'(D)$, но из-за малой концентрации $O(^1D)$ ею обычно пренебрегают. Фтористый водород, отличаясь устойчивостью, постепенно дифундирует в тропосферу, откуда выносится вместе с осадками. Соединение HF имеет сильный инфракрасный спектр как чисто вращательный, так и колебательно-вращательный, близкий к 4000 $см^{-1}$. Обе эти полосы использовались для определения содержания HF с аэростатов: полоса ближнего ИК-диапазона для определения HF по поглощению солнечного света, полоса дальней ИК-области — по собственному излучению. Измерения с поверхности Земли и самолета дают значения концентрации HF во всем столбе атмосферы. Однако поскольку концентрация HF в тропосфере мала, данные измерений соответствуют запасам HF в стратосфере. На рис. 15.7.1 обобщены результаты наблюдений, выполненных

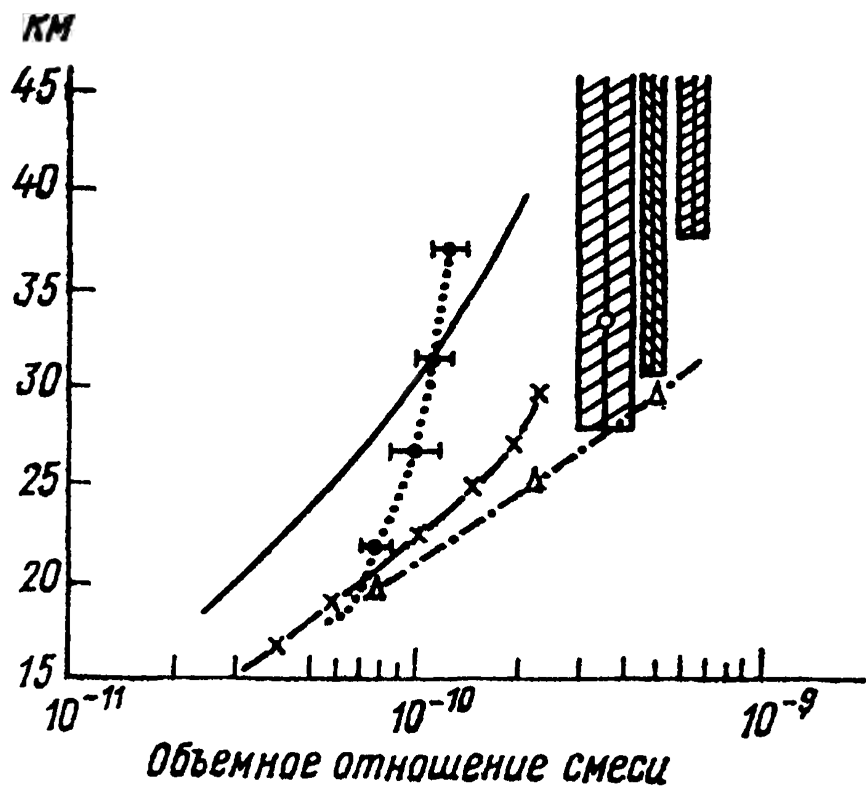


Рис. 15.7.1. Содержание HF в стратосфере по данным различных авторов [5].

до 1982 г. Вертикальный профиль HF в нижней и средней стратосфере, полученный с помощью спектрального комплекса аппаратуры, установленного на аэростате, показан на рис. 15.7.2. Здесь же приведен профиль HF, вычисленный

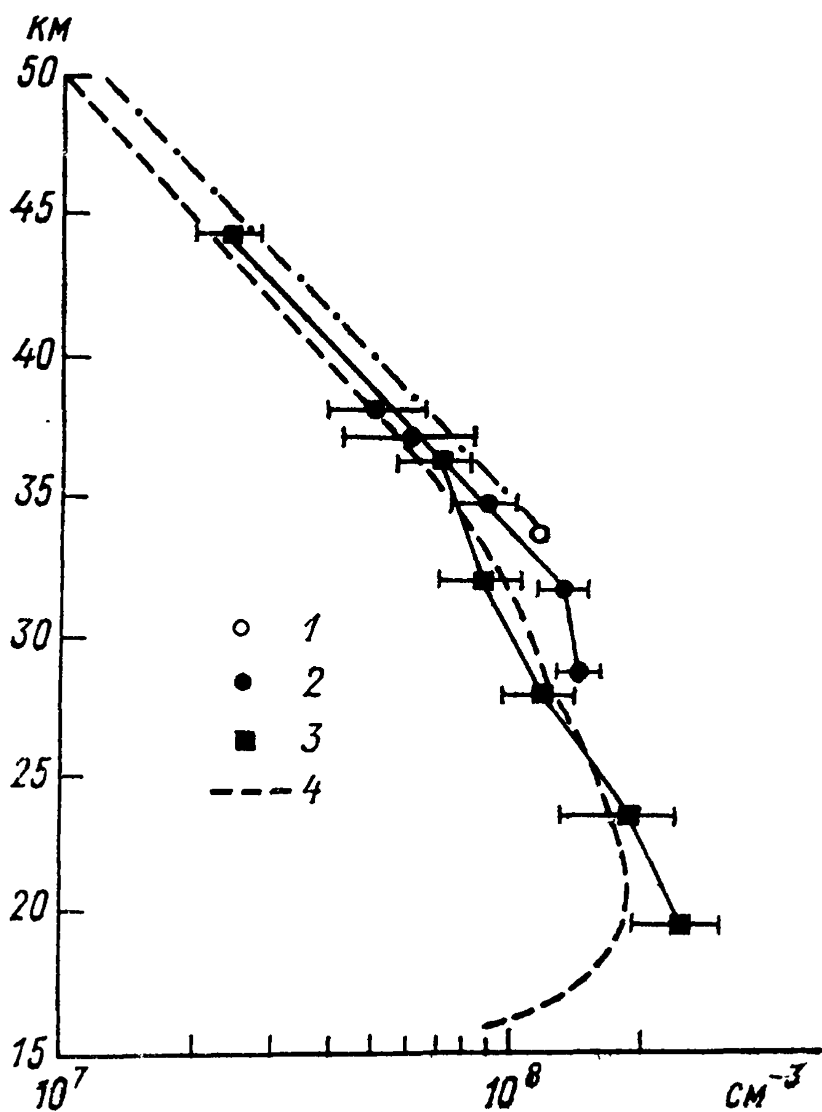


Рис. 15.7.2. Вертикальное распределение концентрации HF ($см^{-3}$) в стратосфере по данным одновременного измерения различными спектральными приборами.

1 — дифракционный спектрометр; *2*, *3* — интерферометры; *4* — модель из [98].

по модели из [98], с учетом новейших данных о кинетике. Теоретическая кривая на рисунке показывает максимум концентрации HF на высоте около 20 км. По измерениям, выполненным ранее, максимум отношения смеси определен на уровне 27 км. Общее содержание HF в столбе атмосферы на высоте более 1 км растет от экватора к полюсу [106]. Результаты измерений в южном полушарии существенно не отличаются от таковых в северном. На рис. 15.7.3 показаны результаты эксперимента и модельных расчетов для северного полушария.

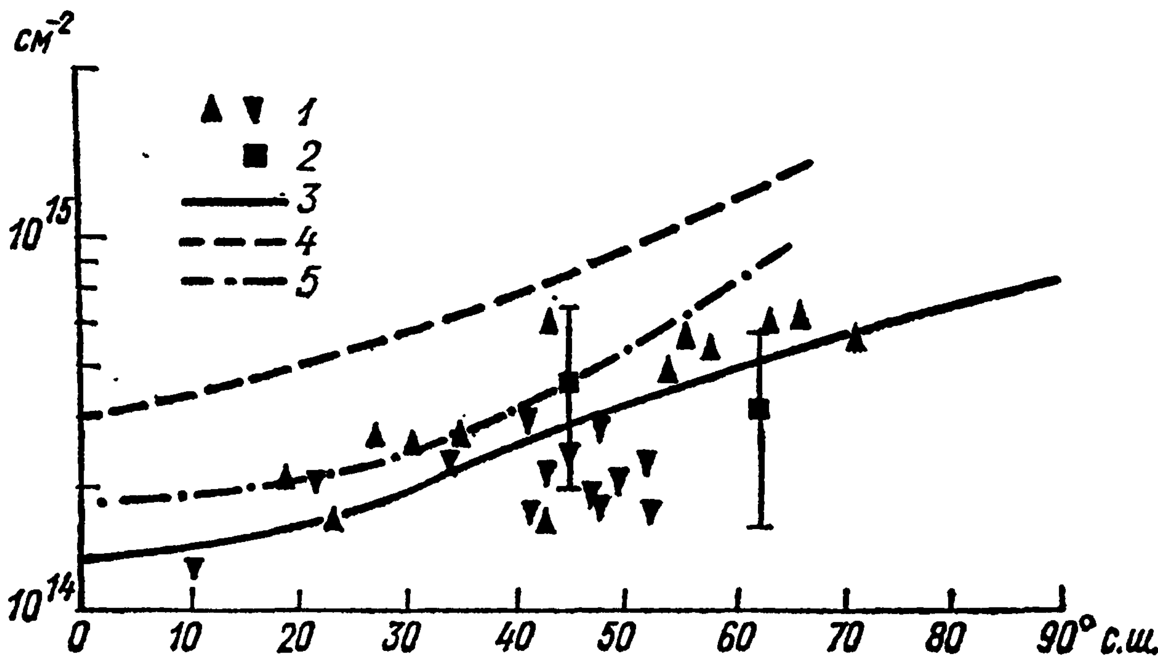


Рис. 15.7.3. Зависимость содержания HF ($см^{-2}$) в столбе атмосферы от широты.

1, *2* — данные измерений с самолета [106]; *3* — средняя кривая; *4* — модель из [133]; *5* — модель из [99].

Самая большая изменчивость содержания HF наблюдается весной при вторжении полярного воздуха стратосферы. Данные долговременных наблюдений свидетельствуют о накоплении HF в атмосфере. По данным обсерватории Юнгфрауех [152], линейный рост содержания HF соответствует 10 %/год. Наблюдения с самолета [106] за период 1978—1982 гг. показали, что накопление составляет 12 %/год.

Одновременные измерения содержания HCl и HF позволяют оценить содержание в атмосфере гидроксила, а также определить соотношение между естественными и антропогенными источниками стратосферного хлора. На основании данных за 1978—1982 гг. в работе [106] получено значение отношения HF/HCl = 0,2 ± 0,08, которое не зависит от широты и относится ко всей стратосфере выше уровня 12 км. Наземные измерения дают больший разброс в оценке отношения (табл. 15.7.1). По данным [98] HF/HCl = 0,18.

Таблица 15.7.1

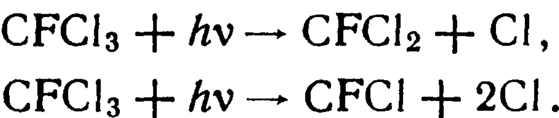
Отношения общего содержания HF/HCl

Место наблюдения	Годы	Отношение HF/HCl
Обсерватория Юнгфрауех	1977—1978 1982—1984	0,15±0,03 0,22±0,03
Верхний Прованс, Франция	1979—1981	0,29±0,05
Обсерватория Китт-Пик, Аризона, США	1977—1979	0,15±0,04

15.8. ГАЛОГЕНУГЛЕВОДОРОДЫ

Галогенуглеводороды — представители органического класса веществ углеводородов, в которых атомы водорода замещены на атомы галогенов. Типичными галогенсодержащими органическими соединениями, присутствие которых заметно в атмосфере, являются хлорфторуглеводороды (ХФУ) : среди них фреон-11 ($CFCl_3$), фреон-12 (CF_2Cl_2), фреон-22 (CHF_2Cl), фреон-113 ($C_2F_3Cl_3$) и др. В атмосфере обнаружено значительное количество и хлоруглеводородов, таких, как хлористый метил (CH_3Cl), хлороформ ($CHCl_3$), тетрахлорметан (CCl_4), 1,1,1-трихлорэтан (CH_3CCl_3), тетрахлорэтилен (C_2Cl_4) и др. Интерес к распространению этих веществ в атмосфере вызван главным образом их фотохимическими свойствами и негативным влиянием на слой озона в стратосфере [128]. Кроме того, эти вещества активно поглощают в ИК-области спектра и могут оказать влияние на процессы радиационного переноса. ХФУ практически не участвуют в реакциях с радикалами, присутствующими в воздухе, и очень медленно разлагаются светом в ближней

УФ-области вследствие высокой энергии диссоциации связи C—Cl, которая равна, например, для $CFCl_3$ 318 кДж/моль, а для CF_2Cl_2 337 кДж/моль. Поэтому среднее время их пребывания в тропосфере соответствует десятилетиям. Инертные в тропосфере, ХФУ диффундируют в стратосферу, где происходит их фотолиз УФ-радиацией с длиной волны 147—213 нм по следующей схеме (на примере фтортрихлорметана):



$$CFCl_3 + h\nu \rightarrow CFCl_2 + Cl,$$
$$CFCl_3 + h\nu \rightarrow CFCl + 2Cl.$$

Суммарный квантовый выход обеих реакций во всем указанном интервале длин волн близок к единице.

Описание каталитического цикла разрушения озона под действием генерируемых ХФУ атомов хлора включает около 80 реакций [31, 55].

Глобальные измерения содержания галогенуглеводородов на фоновом уровне ведутся с 1978 г. [120]. В результате этого исследования были получены: описания глобального распределения, тенденция к изменению, вертикальные распределения и оценка времени жизни для основных соединений. Существует два способа оценки времени жизни соединений в атмосфере: один основан на знании общего содержания вещества в атмосфере и мощности источников, другой — на знании изменения общего содержания (тренд) и изменения мощности источников. Наибольшая неопределенность заключается в оценке мощности или изменения мощности выброса. Отклонение значений этих величин на 2 % может привести к изменению оценки времени жизни в два раза [76]. В табл. 15.8.1 и 15.8.2, составленных по данным из [55], приведены сведения о галогенуглеводородах и ряде бромсодержащих веществ, присутствующих в атмосфере.

Таблица 15.8.1

Концентрация и время жизни галогенуглеводородов и SF_6

Вещество	Концентрация, трлн⁻¹	Год	Географическая широта, ... °	Средняя концентрация, трлн⁻¹			Время жизни в атмосфере, годы	Рост		Объем промышленного производства, Мт/год
				северное полушарие	южное полушарие	глобальная		%/год	трлн⁻¹/год	
CCl_4	150±3	1981	20							830 (1983 г.)
		1980		121	115	118	52	1,8	2	
	146±1	1981	30—42	—	146					
		1981		135	128				6	
$CHCl_3$		1981		21	11					
	32±4	1981	20	26	—					
	21±3	1981	30—42	29±77	29±4	29	0,33			
				30	19	25	0,5			
CH_2Cl_2		1981		38	21		0,9			
CH_3Cl	630	1981	40—32				1,5			500 (1984 г.)
	589±43	1981	71							
	617±9		30—42							
CH_3CCl_3	170±9	1981	70	156	116		9		13,3±3	
	123±0,6	1981	30—42				6,5	8,7	8,6	
		1978		117±4	90±4					
C_2HCl_3	16±15	1981	70	12	3					
C_2Cl_4	60±7	1981	20	29	5		0,6			
	9±1	1981	30—42		9±1					
		1978		56±11	14±3	35				
$CH_2Cl_2CH_2CCl$				37	14		0,6			
CF_4 (ХФУ-14)	72±2	1984	90				20			
		1979				70±7	10^4	2	1,3±0,6	
C_2F_6 (ХФУ-116)	4	1979		4	3,5	4±9	500			
SF_6	0,9	1981		0,9	0,8					
CCl_2F_2 (ХФУ-12)	321±1	1981	30—42	305	282		100	6		26,0±5444 (1982 г.)
CCl_3F (ХФУ-11)	186±1	1981	30—42	186	172		60	5,7	15±3	310 (1982 г.)
	205±2	1982	70				78		9,6	
$CClF_3$ (ХФУ-13)		1979		3,2	3,6	3,4				
	3,4	1980					400			
$CHClF_2$ (ХФУ-22)	71±4	1981	70							
	58±0,6	1981	30—42	42±1	36±1		20	11,7		206 (1984 г.)
$C_2Cl_2F_3$ (ХФУ-113)	21±0,5	1981	20	19±0,4						
	17±1	1981	30—42		17±11					
	32			23	21		90	10		138—141 (1984 г.)
$C_2Cl_2F_4$ (ХФУ-114)				14	13		180			13—14 (1984 г.)
C_2ClF_5 (ХФУ-115)	4,1	1979								

Таблица 15.8.2

Концентрация и время жизни ряда бромсодержащих веществ и CH_3I

Вещество	Концентрация, трлн$^{-1}$	Год	Географическая широта, ... °	Время жизни, годы
CH_3Br	10,9±0,9 7,5	1981 1984	72 с. 90 ю.	2,3
$CHBr_3$	2—46 7,5	1983 1984	60—80 с. 90 ю.	—
CH_2Br_2	4,7—5,6 3—60	1983 1983	72 с. 60—80 ю.	
CH_2BrCl	2,5±3 2,5	1981 1984	72 с. 90 ю.	
$CHBr_2Cl$	0,70	1981	90	
C_2H_4Br	1,0—1,9 1—37	1983 1983	72 с. 60—80 ю.	~1
CF_3Br	1,0	1984	90	110
$CBrClF_2$	2,0 1,49 1,10	1985 1983 1984	44 с. 72 90 ю.	25
Br				
общий	30	1981	72 с.	
органический	7,6	1982	72	
CH_3I	2,4 1,3	1981 1981	42 ю. 60 с.	

Концентрация многих газов в атмосфере увеличивается в среднем на 2—12 %/год. Содержание всех газов в северном полушарии выше, чем в южном. Это отражает преобладающую роль выбросов в северном полушарии. Однако скорость роста концентраций в южной части земного шара выше, чем в северной. Это систематическое уменьшение асимметрии происходит из-за уменьшения количества выбросов в северном полушарии с середины 70-х годов и увеличения выбросов в южном. Соединения с большим временем жизни, концентрация которых в настоящее время низкая, потенциально опасны и могут вызвать значительное увеличение содержания атомарных Cl и Br в стратосфере, если интенсивность их выбросов будет возрастать. В этом смысле особый интерес вызывают соединения ХФУ-113 ($C_2Cl_2F_3$) и ХФУ-22 (CHF_2Cl), поскольку для них характерно большое время жизни и возрастание объема промышленного производства. Из числа производимых промышленностью галогенуглеводородов, рассмотренных здесь, только метилгалогениды типа CH_3Cl, CH_3Br, CH_3I, CH_2Br и др. имеют природные источники [131]. Хлористый метил (CH_3Cl), а также хлороформ ($CHCl_3$) выделяются некоторыми наземными растениями (кипарис, ореховые). Океаническая вода содержит в своем составе и выделяет в атмосферу бромистый и хлористый метил. Эмиссия CH_3Cl океанами оценивается в 4,9 Тг/год. Содержание других галогенорганических соединений в морской воде в 5—20 раз меньше. Изучение состава воздуха сульфатных полей трех действующих вулканов о. Кунашир показало присутствие в них галогенуглеводородов CF_2Cl_2, $CHCl_3$, $CFCl_3$, C_2Cl_4 в количествах, значительно превосходящих фоновые концентрации этих веществ [11]. Качественным подтверждением существования природных источников могут служить результаты исследования воздуха газовых пузырьков во льдах Антарктиды. В пробах льда содержание $CFCl_3$ составило 4—17 трлн$^{-1}$ (по объему). Уровень содержания галогенуглеводородов в атмосфере городов подвержен сильным колебаниям и намного превосходит фоновый (табл. 15.8.3).

Таблица 15.8.3

Концентрация галогенуглеводородов в атмофере городов

Вещество	Концентрация, трлн$^{-1}$	Вещество	Концентрация, трлн$^{-1}$
CH_3Cl	480—7700	CH_3CCl	140—10 100
$CHCl_3$	13—225	$CFCl_3$	130—6000
CCl_4	95—1400	CF_2Cl_2	270—2400
C_2Cl_4	53—3700		

Вертикальные профили содержат ценную информацию о скорости фотолиза этих веществ, о возможных стоках и о явлениях переноса, а также позволяют определить суммарное содержание этих веществ в атмосфере и оценить относительный вклад каждого галогенуглеводорода в общее содержание хлора, фтора и брома в стратосфере. Большая часть сведений о вертикальных профилях получена в результате анализа проб воздуха, отобранных с самолетов и шаров-зондов. Пробы анализировались методами газовой хроматографии и масс-спектрометрии. Обзор методов содержится в работе [119]. Пробы отбирались вакуумным и криогенным способом. Другими методами, в том числе ИК-спектроскопией, сделано пока очень мало измерений.

15.8.1. Четыреххлористый углерод CCl_4 (ХФУ-10)

До 1980 г. исследования CCl_4 были отрывочны. Первый вертикальный профиль был получен в 1982 г. [59] при криогенном отборе пробы и анализе методом газовой хроматографии. Точность анализа 10 %, или 0,1 трлн$^{-1}$ (по объему), в зависимости от того, что больше. Абсолютная калибровка путем двуступенчатого разбавления проводится с точностью лучше, чем 10 %. В тропосфере стабильные концентрации (около 100 трлн$^{-1}$) сохраняются неизменными до высот 10—12 км. Затем происходит быстрое уменьшение концентраций почти на три порядка и к уровню 30 км концентрация CCl_4 становится меньше 0,1 трлн$^{-1}$. Результаты измерений приведены на рис. 15.8.1. Здесь же дана кривая рас-

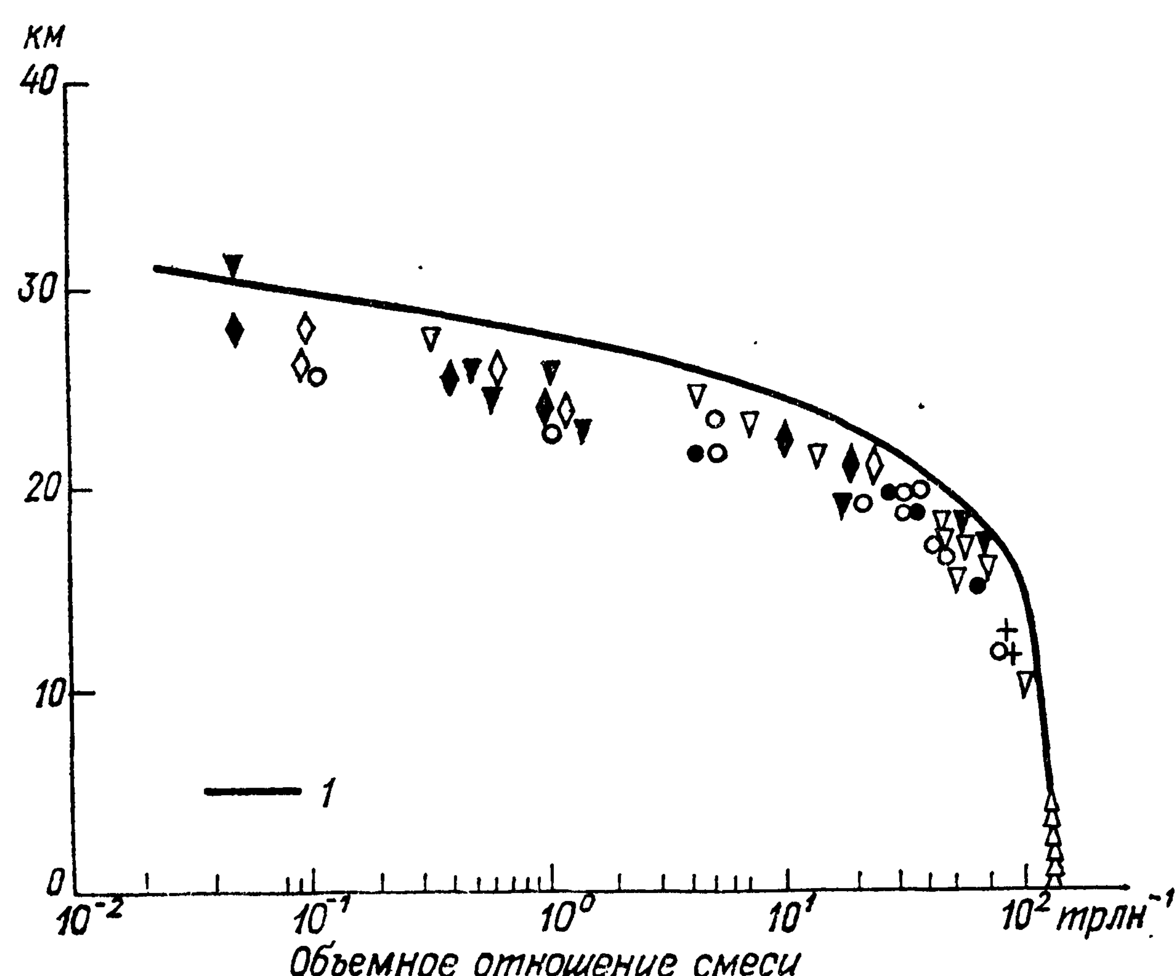


Рис. 15.8.1. Вертикальное распределение объемного отношения смеси для CCl_4 в средних широтах северного полушария по данным разных авторов.

1 — модельный расчет по [99].

пределения, вычисленная по двумерной модели для 47° с. ш. [99]. Расхождение между результатами расчета по модели и данными наблюдений является очень незначительным.

15.8.2. Метилхлорид CH_3Cl

Это самый распространенный из естественных галогенуглеводородов. В тропосфере среднее отношение смеси слабо меняется с высотой и равно 600 трлн$^{-1}$ [190]. Уменьшение концентрации начинается с высоты 15—20 км и на высоте 30 км становится равным 10 трлн$^{-1}$ (по объему). Точность анализа по данным [79] и [97] составила 15 %, пороговая чувствительность 1—10 трлн$^{-1}$ (по объему), калибровка точнее 5 %. Данные о вертикальном распределении приведены на рис. 15.8.2. Разброс данных может быть объяснен крупномасштабной адвекцией или связан с загрязнением образцов и их изменением в связи с отбором пробы в присутствии озона. Уменьшение концентрации в стратосфере происходит с меньшим градиентом, чем для CCl_4. В отличие от своего полностью галогенизированного аналога метилхлорид удаляется из атмосферы главным образом в ходе реакции с OH. Приведенный на рис. 15.8.2 вертикальный профиль, вычисленный по модели из [99], превышает наблюдаемые значения. Расхождение может быть объяснено либо по-

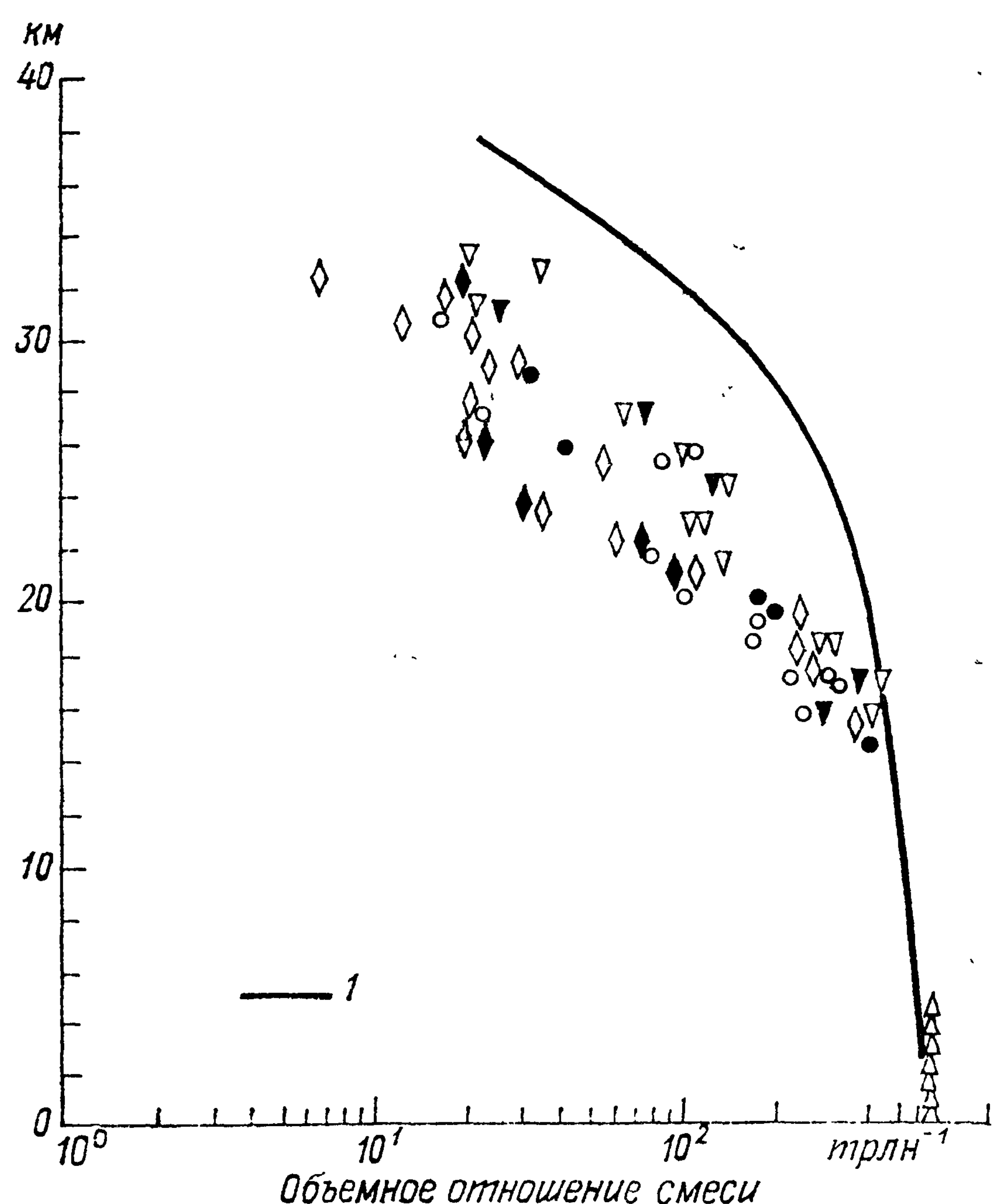


Рис. 15.8.2. Вертикальное распределение объемного отношения смеси для CH_3Cl в средних широтах северного полушария по данным разных авторов.

1 — расчет по данным из [99].

грешностями в определении коэффициентов переноса, либо наличием бóльшего количества ОН в нижней стратосфере, чем заложено в модель. Для понимания расхождений требуется большее количество наблюдений и лучшего качества.

15.8.3. Метилхлороформ CH_3CCl_3

Метилхлороформ — одно из важных соединений, участвующих в химических процессах в стратосфере. Первый полный профиль для 44° с. ш. получен в работе [59]. Пробы, отобранные криогенным пробоотборником, анализировались средствами газовой хроматографии, точность метода 10 %, или 2 трлн$^{-1}$ (по объему), смотря по тому что больше; калибровка точнее 5 %. На рис. 15.8.3 приведены данные из-

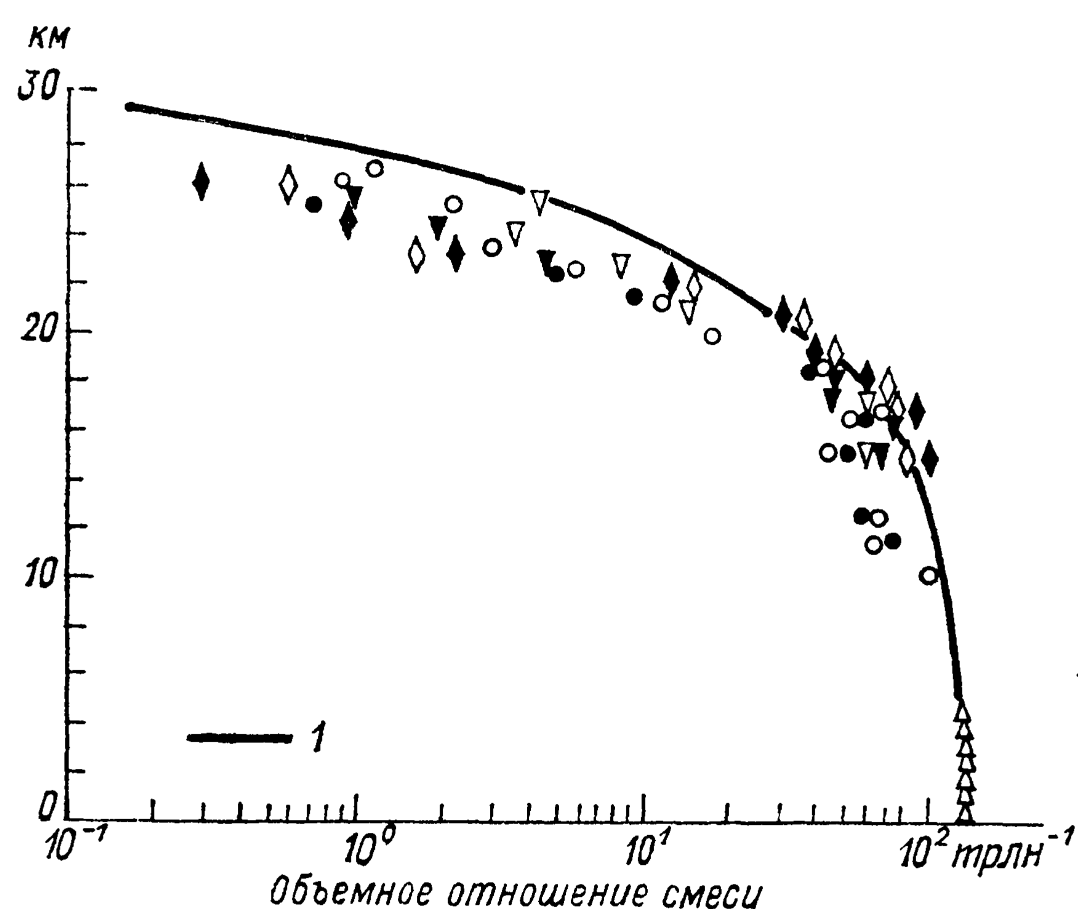


Рис. 15.8.3. Вертикальное распределение отношения смеси для CH_3CCl_3 в средних широтах северного полушария по данным разных авторов.

1 — расчет по данным из [99].

мерений за 1982—1986 гг. и распределение, вычисленное по модели из [99]. Их сходство представляется вполне удовлетворительным. Согласно [126], среднее значение отношения смеси в тропосфере равно 175 ± 2 трлн$^{-1}$ для 70° с. ш. Начиная с высот примерно 10—15 км концентрация CH_3CCl_3 уменьшается и на высоте 28 км становится равной 1—2 трлн$^{-1}$, что соответствует порогу обнаружения используемого метода.

15.8.4. Фреоны

CCl_3F (ХФУ-11), CCl_2F_2 (ХФУ-12). Данные об этих полностью замещенных углеводородах приведены на рис. 15.8.4. Все авторы, результаты которых представлены на рисунке,

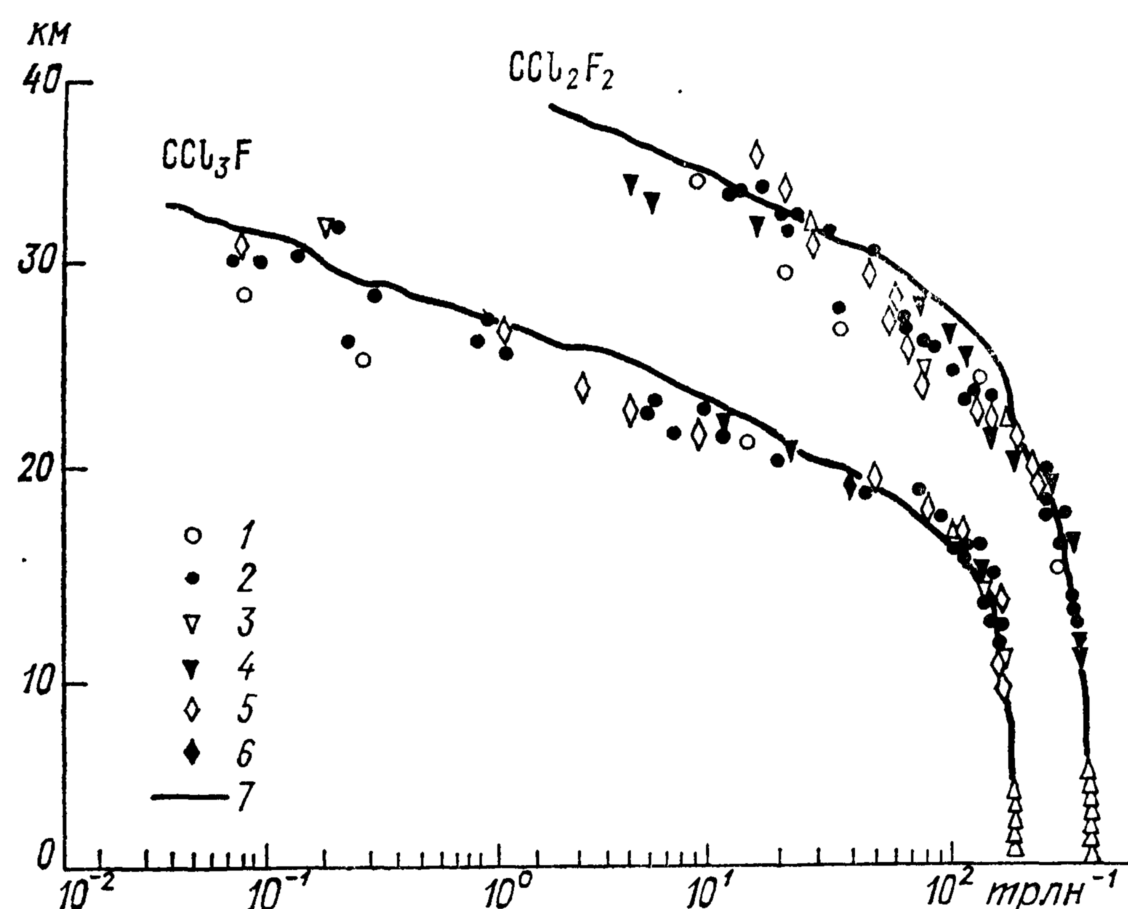


Рис. 15.8.4. Вертикальное распределение CCl_3F (ХФУ-11) и CCl_2F_2 (ХФУ-12) в средних широтах северного полушария.

1 — по [59], *2* — по [79], *3—5* — [97], *6* — [125], *7* — расчет по данным из [99].

использовали криогенный отбор проб с последующим хроматографическим или масс-спектрометрическим анализом. Чувствительность для всех профилей по ХФУ-11 не хуже 0,1 трлн$^{-1}$ (по объему), а по ХФУ-12 — 0,2 трлн$^{-1}$ (по объему), точность калибровки для данных (*1—3*) — 10 %, для данных (*4—5*) — 5 % для общих веществ. Для CCl_3F среднее значение отношения смеси в тропосфере равно 205 ± 2 трлн$^{-1}$ для 70° с. ш. [125]. Это значение практически сохраняется до высоты 15—18 км. Затем идет быстрое уменьшение концентраций и на высоте 30 км она достигает 0,1 трлн$^{-1}$ (по объему).

Для CCl_2F_2 отношение смеси в тропосфере равно 353 ± ± 3 трлн$^{-1}$ (по объему), характер изменения с высотой тот же. Так как для этих веществ хорошо известны их стратосферные стоки, то расчет вертикального профиля по модели из [99] с учетом новых сечений поглощения O_2 в континууме Герцберга дал хорошее совпадение с экспериментальными результатами.

$CClF_3$ (ХФУ-13). Количество выбросов в атмосферу этого галогенуглеводорода не определено. Впервые его содержание было измерено в чистой атмосфере Антарктиды в 1979 г. и составило 3,6 ± 0,7 и 3,2 ± 0,5 трлн$^{-1}$ (по объему). В 1981 г. Пенкетт [119] определил для обоих полушарий значение отношения смеси равное 3 трлн$^{-1}$ (по объему). Вертикальный профиль, измеренный Фабианом с коллегами [79], представлен на рис. 15.8.5. Точность анализа ±15 %, чувствительность метода 0,5 трлн$^{-1}$ (по объему), абсолютная калибровка ±10 %. Метод исследования — криогенный отбор проб с последующим газохроматографическим анализом. Модельный профиль не рассчитывался.

CF_4 (ХФУ-14). Этот галогенуглеводород, по предположению, имеет антропогенное происхождение. Выбрасывается в атмосферу при производстве алюминия. Содержание в атмосферном воздухе впервые измерено в 1979 г. и равно 67 ± 10 трлн$^{-1}$ [119, 126]. В 1979 г. на высоте 25 км (стратосфера) содержание CF_4 составило 75 трлн$^{-1}$ (по объему). Полный профиль измерен в 1980 г. Фабианом [85] путем отбора проб с последующим газохроматографическим анализом. Точность измерений, равная ±15 %, недостаточна, чтобы судить, имеет ли место понижение концентрации от 72 трлн$^{-1}$ на высоте 10 км до 60 трлн$^{-1}$ на высоте 30 км. Для ответа на этот вопрос нужны дополнительные измерения. Вертикальный профиль показан на рис. 15.8.6.

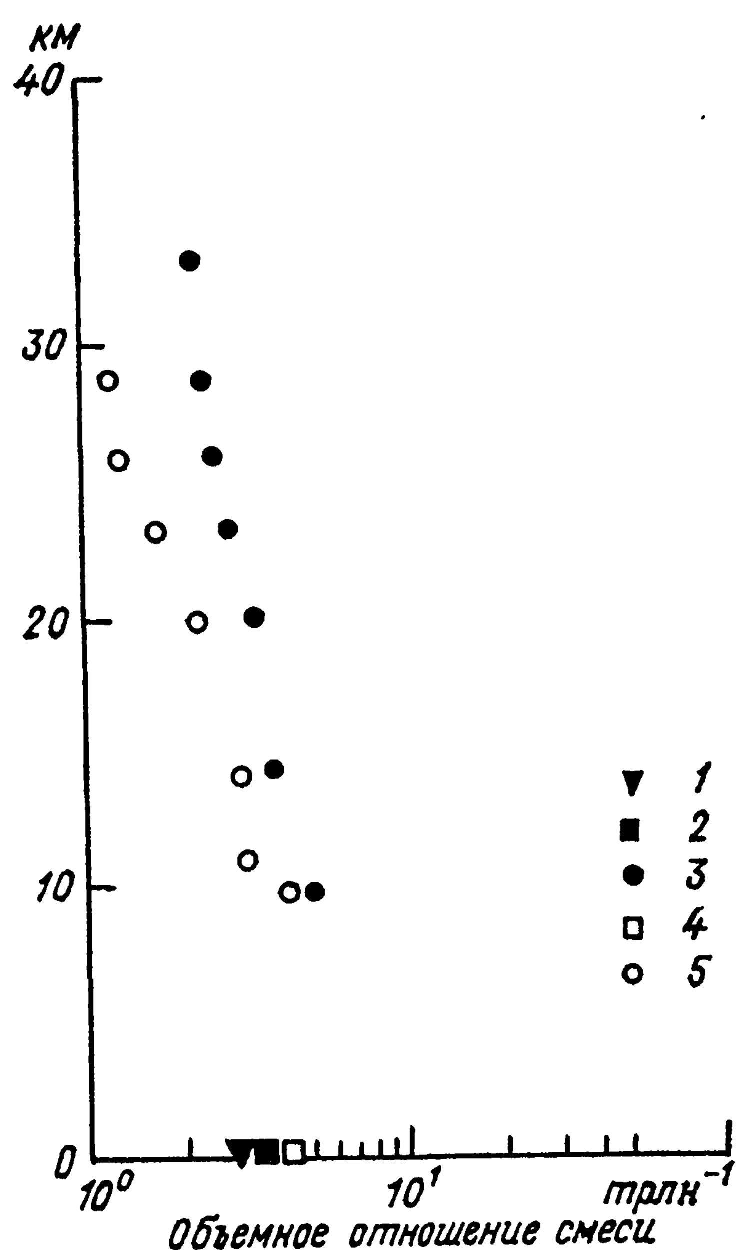


Рис. 15.8.5. Вертикальное распределение CF_3Cl (*1—3*) и $CClF_2CF_3$ (*4, 5*) в средних широтах северного полушария по данным различных авторов.

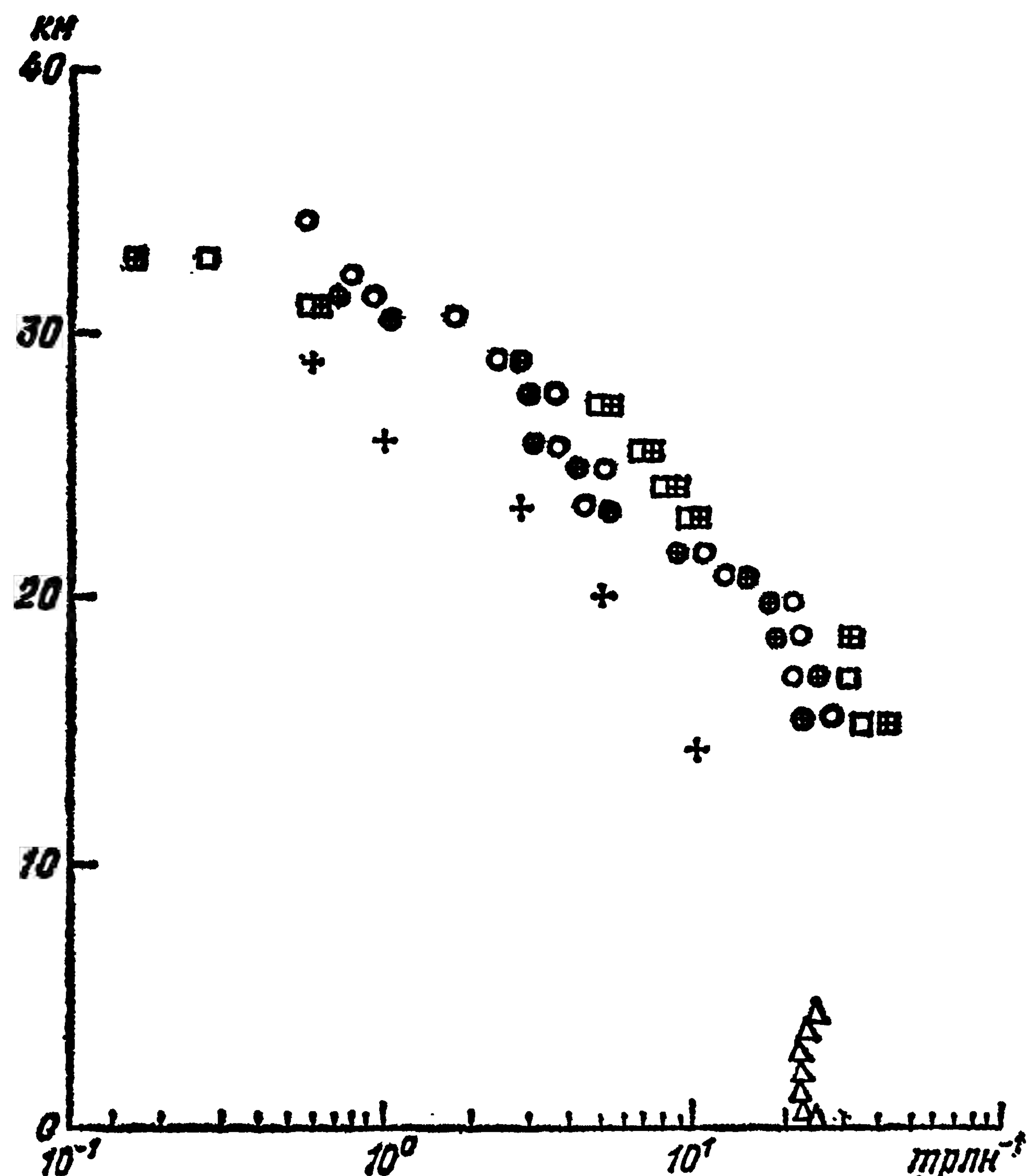


Рис. 15.8.7. Вертикальное распределение CCl_2F_2—$CClF_2$ в средних широтах северного полушария по данным различных авторов.

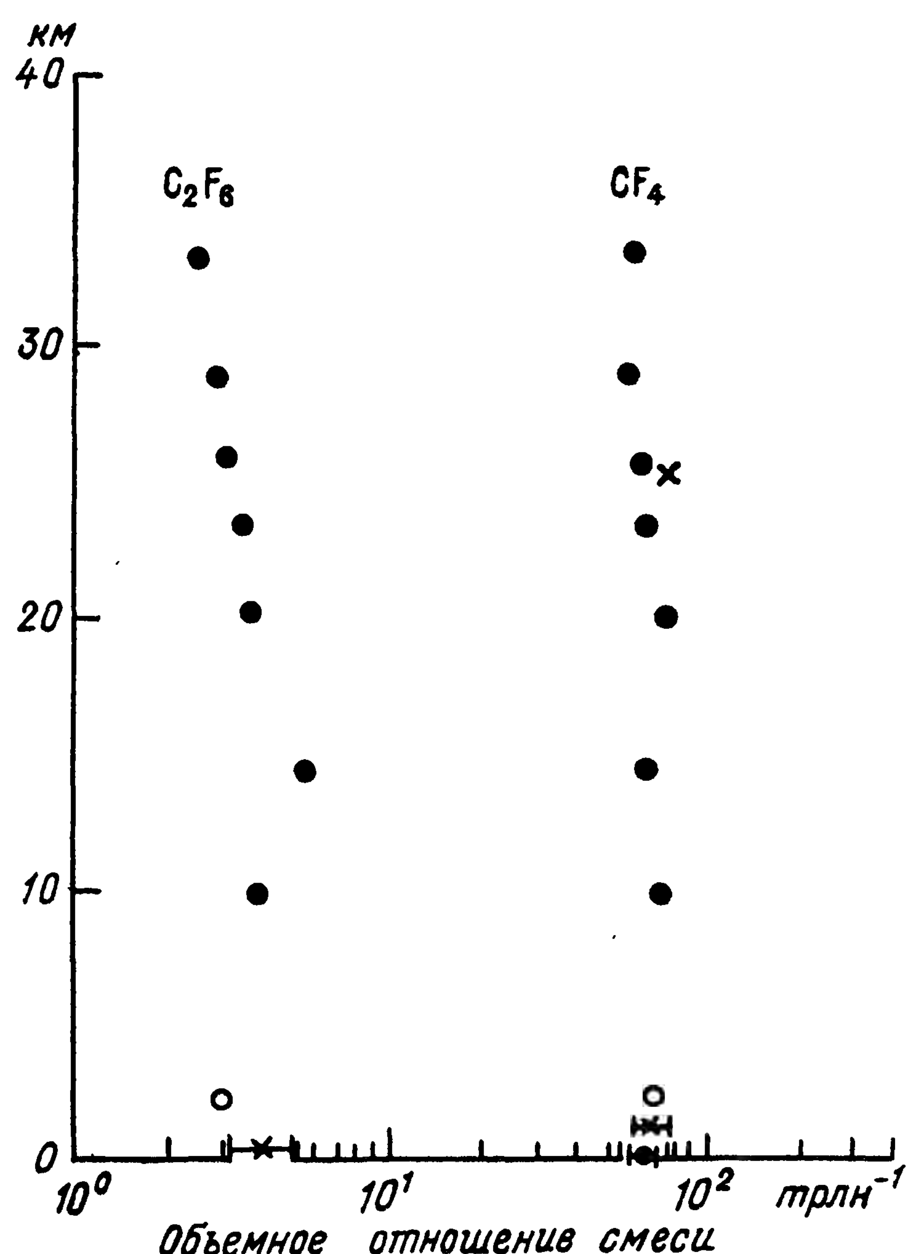


Рис. 15.8.6. Вертикальное распределение CF_4 и C_2F_6 в средних широтах северного полушария по данным различных авторов.

CCl_2FCClF_2 **(ХФУ-113).** ХФУ-113 применяется в основном как растворитель, объем производства $91 \cdot 10^3$ т/год [149]. В атмосфере впервые измерил Сингх в 1975 г. [132]. По данным этих измерений содержание ХФУ-113 составило $19 \pm 3{,}5$ трлн$^{-1}$ в северном полушарии до 60° с. ш. и $12 \pm \pm 1{,}9$ трлн$^{-1}$ в южном полушарии до 40° ю. ш. Вертикальный профиль, определенный с помощью криогенных отборов проб с последующим газохроматографическим и масс-спектрометрическим анализом [79], представлен на рис. 15.8.7. Профиль *1* измерен с точностью ± 15 %, или 0,1 трлн$^{-1}$. Профили *2*, *3*, полученные в более поздние годы, дают значения, превышающие первый в среднем на 30 %. Однако по данным измерений в тропосфере, выполненным в 1983 г. [125], значения 23 трлн$^{-1}$ ближе стыкуются с первым профилем [79].

$CClF_2CClF_2$ **(ХФУ-114).** Применяется как наполнитель аэрозольных баллонов и охладитель. В атмосферу выбрасывается сейчас около $18 \cdot 10^3$ т/год [149]. Его содержание в атмосфере впервые измерил Сингх [132] в 1975 г. Оно составило $12 \pm 1{,}9$ и $10 \pm 1{,}3$ трлн$^{-1}$ в северном и южном полушарии соответственно. Профиль, измеренный в 1980 г. Фабианом [79], представлен на рис. 15.8.8. Точность измерения определяется большей из величин ± 15 %, или 0,5 трлн$^{-1}$; точность калибровки 10 %. Использовался метод отбора пробы с последующим газохроматографическим анализом.

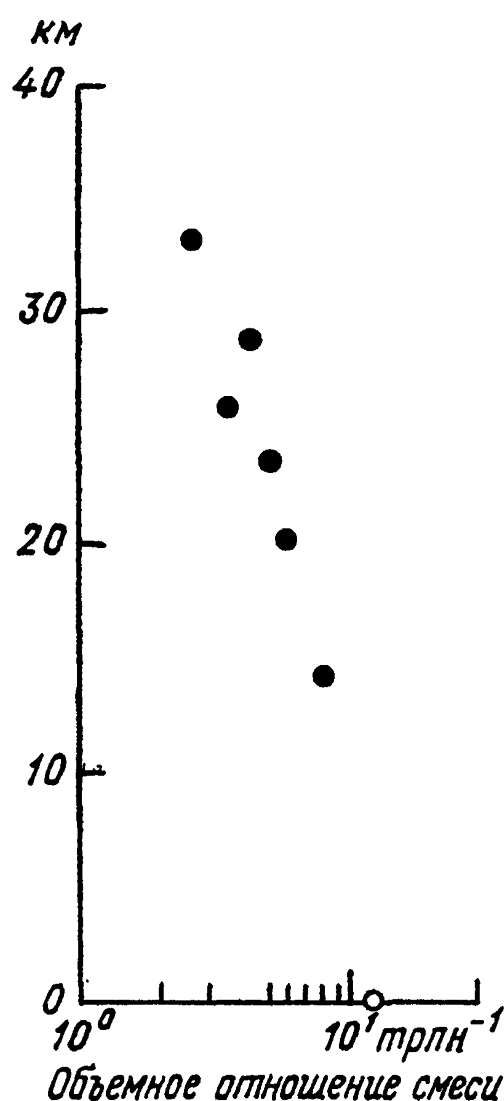


Рис. 15.8.8. Вертикальное распределение $CClF_2CClF_2$ в средних широтах северного полушария [79].

$CClF_2CF_3$ **(ХФУ-115).** Применяется как наполнитель пищевых аэрозольных упаковок и как охладитель в смеси с ХФУ-22 ($CHClF_2$). Ежегодно в атмосферу выбрасывается $4{,}5 \cdot 10^3$ т [149]. Впервые его содержание измерено в атмосфере в 1979 г. и составило 4,1 трлн$^{-1}$ [114]. Вертикальный профиль получен методом отбора пробы с последующим

газохроматографическим и масс-спектрометрическим анализом в 1980 г. [79]. Точность анализа 15 %, порог чувствительности 0,5 трлн$^{-1}$, точность калибровки 10 %. Профиль показан на рис. 15.8.5.

CF_3CF_3 (ХФУ-116). Этот галогенуглеводород может попадать в атмосферу при производстве алюминия, как и CF_4 (ХФУ-14). Содержание в атмосфере колеблется от 3 до 5 трлн$^{-1}$, различий по полушариям не обнаружено [119, 127]. Первый вертикальный профиль получен в 1980 г. [79]. Отмечено незначительное уменьшение содержания с высотой. На уровне 10 км оно составило 4 трлн$^{-1}$, на высоте 33 км — 2,5 трлн$^{-1}$. Метод отбора проб с последующим газохроматографическим и масс-спектрометрическим анализом дает точность 15 %, чувствительность метода 0,5 трлн$^{-1}$, точность калибровки 10 %. Вертикальный профиль показан на рис. 15.8.6.

$CHClF_2$ (ХФУ-22). Этот галогенуглеводород используется как охладитель и пенообразователь. Впервые его содержание в стратосфере измерено в 1981 г. [104]. На уровне тропопаузы содержание ХФУ-22 составляло 55 трлн$^{-1}$, а на высоте 19 км — 35 трлн$^{-1}$. В работе [119] методом инфракрасной спектроскопии определено содержание ХФУ-22 на высоте 15 км в 100 трлн$^{-1}$. Результаты более поздних измерений [125, 178] методом криогенного отбора проб с последующим газохроматографическим и масс-спектрометрическим анализом представлен на рис. 15.8.9. Точность

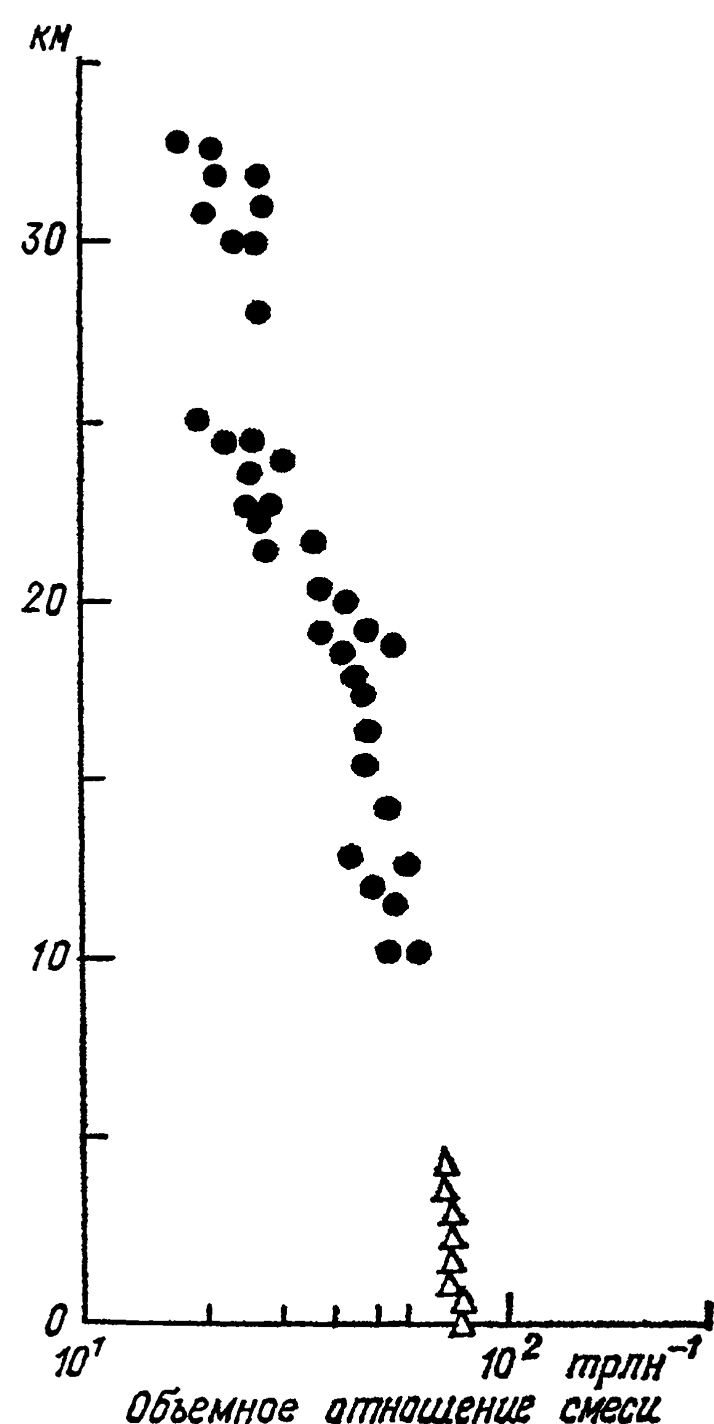


Рис. 15.8.9. Вертикальное распределение $CHClF_2$ в средних широтах северного полушария по данным различных авторов.

анализа составляла 5—10 %, чувствительность 3 трлн$^{-1}$, точность калибровки 10 %. Полученные данные дают основание утверждать, что ХФУ-22 разлагается в тропосфере в реакциях с OH. В нижней стратосфере под действием радиации этот галогенуглеводород фотодиссоциирует, но его концентрация уменьшается только в три раза, тогда как его полностью галогенизированный аналог CCl_2F_2 (ХФУ-12) убывает в 30 раз на этих же высотах.

15.9. ИОННЫЙ СОСТАВ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Атмосферные ионы оказывают влияние не только на электрические свойства атмосферы, но и на процессы с участием малых составляющих и аэрозоля [45, 51, 53], что позволило в последние годы использовать данные определения их состава для обнаружения нейтральных малых составляющих [41, 49]. Первые сведения об атмосферных ионах были получены при ракетном зондировании верхней атмосферы (области *D* и выше). Впоследствии широкое развитие получили исследования на автоматических стратостатах (нижняя стратосфера).

15.9.1. Ионный состав стратосферы

Положительные ионы. Наиболее распространенными положительными ионами в стратосфере являются кластерные ионы $H^+(H_2O)_n$ и $H^+(CH_3CN)_l\cdot(H_2O)_m$. Первые из них преобладают выше уровня 35 км, вторые — ниже [47]. Соотношение между ними показано на рис. 15.9.1 [42].

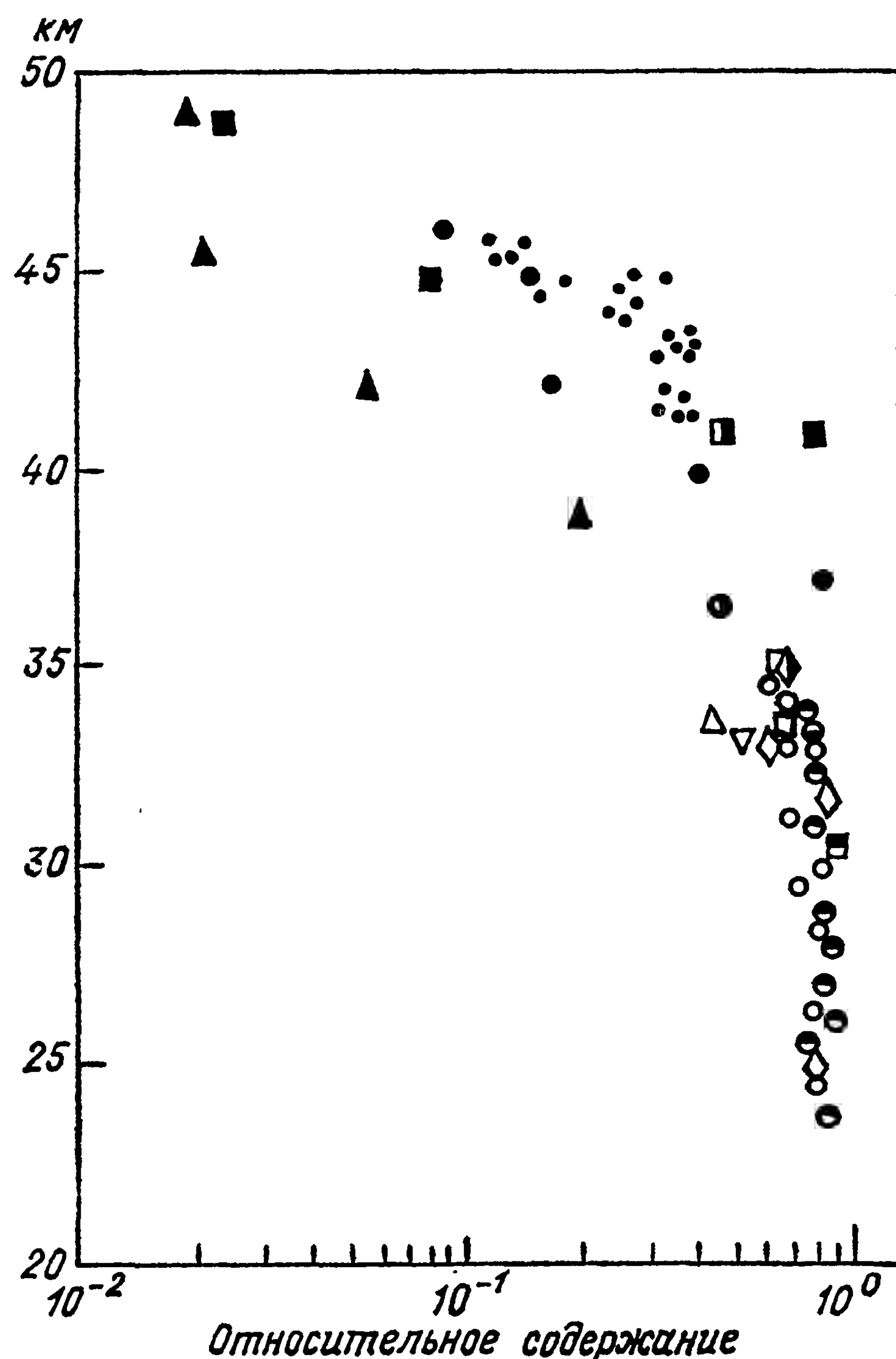


Рис. 15.9.1. Относительное содержание положительных ионов семейства $H^+(CH_3CN)_l$ [67].

Кроме этих главных ионов обнаружено много малых ионных составляющих. Сводка всех обнаруженных в стратосфере положительных ионов дана в табл. 15.9.1. Обнару-

Таблица 15.9.1

Положительные ионные составляющие, обнаруженные в стратосфере масс-спектрометрами на стратостатах [46]

Ион	Масса, а.е.м.	Ион	Масса, а.е.м.
H_3O^+	19	$H^+CH_3CN\ (H_2O)_2$	104±1
Na^+	23±1	$H^+\ (H_2O)_6$	109
H^+HCN	29±2	$H^+CH_3OH\ (H_2O)_2$	110±1
$H^+\ (H_2O)_2$	37	$H^+CH_3CN\ (H_2O)_4$	114±1
$H^+\ (CH_3CN)$	42		117±1
$H^+HCN\cdot H_2O$	45±1	$H^+\ (CH_3CN)_2\ (H_2O)_2$	119
$H^+CH_3OH\cdot H_2O$	49±1		121±1
$H^+\ (H_2O)_3$	55		125±1
$Na^+\ (H_2O)_2$	58±1		128±1
$H^+CH_3CN\cdot H_2O$	60		134±2
$H^+HCN\ (H_2O)_2$	63±1		139±2
$H^+CH_3OH\ (H_2O)_2$	67±1	$H^+H_2O\ (CH_3CN)_3$	142±1
$H^+\ (H_2O)_4$	73		151±2
$H^+CH_3CN\ (H_2O)_2$	78		158±3
$H^+HCN\ (H_2O)_3$	81±1		168±3
$H^+\ (CH_3CN)_2$	83		179±3
$H^+CH_3OH\ (H_2O)_3$	86±1		182±3
$H^+\ (H_2O)_5$	91		186±3
$H^+\ (CH_3CN)\ (H_2O)_3$	96		190±3
$H^+\ (CH_3CN)_2H_2O$	101		202±3

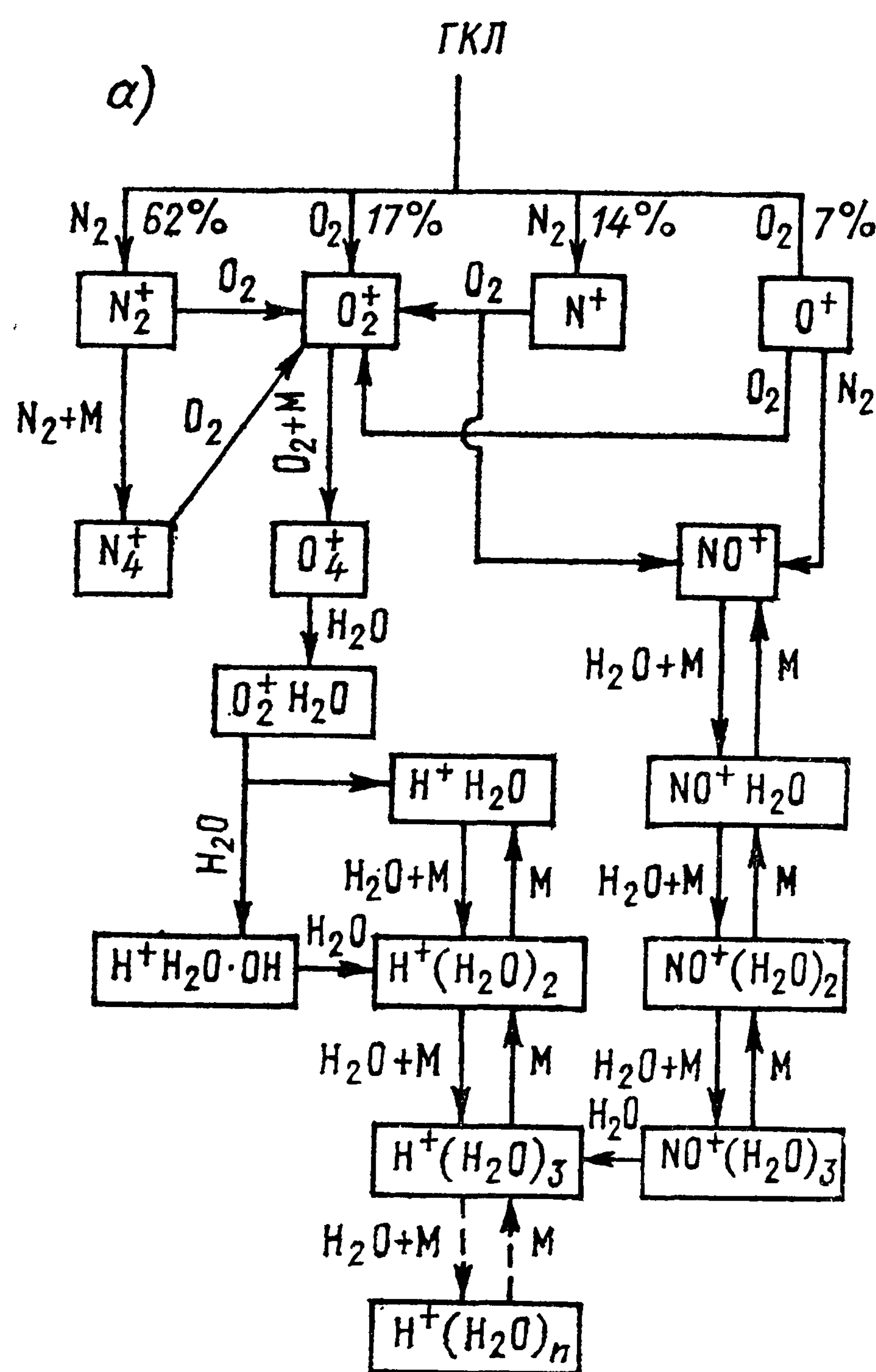
жены и более тяжелые ионы (с массовыми числами до 320 атомных единиц массы), но и они также неидентифицированы, как и наиболее тяжелые ионы (см. табл. 15.9.1). Относительное содержание положительных ионов приведено в табл. 15.9.2 [60].

Таблица 15.9.2

Наблюдаемые положительные ионы на высоте 36 км [60]

Масса иона, а.е.м.	Идентификация	Масса иона при $X = CH_3CN$, а.е.м.	Измеренное содержание, % [50]	Измеренное содержание, % [41]
55	$H^+(H_2O)_3$	55	3,4	5,5
73	$H^+(H_2O)_4$	73	26,8 (21,3) *	29,6
78	$H^+X(H_2O)_2$	78	7,2	8,4
91	$H^+(H_2O)_5$	91	8,9 (17,8)	2,8
96	$H^+X(H_2O)_3$	96	19,6	44,4
101	$H^+X_2H_2O$	101	10,7	3,5
114	$H^+X(H_2O)_4$	114	—	0,9
119±1	$H^+X_2(H_2O)_2$	119	16,1	4,9
136±1	$H^+X_2(H_2O)_3$	137	4,4	—
141±1	$H^+X_3H_2O$	142	2,9	—

* Значения в скобках поправлены на диссоциацию.



Источником ионизации в статосфере являются галактические космические лучи. В результате ионизации появляются первичные ионы N_2^+, O_2^+, O^+, N^+ и свободные электроны (последние быстро прилипают к молекулам O_2, давая простые первичные отрицательные ионы O_2^-).

Химическая эволюция положительных ионов в стратосфере протекает в три этапа. На первом этапе происходят реакции первичных ионов N_2^+, O_2^+, O^+, N^+ с основными нейтральными составляющими N_2, O_2, приводящие к появлению ионов O_4^+ и NO^+. Относительные скорости образования этих ионов составляют примерно 90 и 10 %. Характерное время этих процессов порядка 10^{-5} с. На втором этапе одна из главных малых составляющих, а именно H_2O, молекулы которой обладают большим сродством к протону и прочной связью с ионом гидрония $H^+(H_2O)$, вступает в реакции с O_4^+ и NO^+, приводящие к образованию кластерных ионов $H^+(H_2O)_n$. Благодаря относительно высокой концентрации H_2O быстро устанавливается квазиравновесное распределение с максимумом при $n = 4$ или $n = 5$ в средней стратосфере. Характерное время этих процессов порядка 10^{-3} с. На третьем этапе малые нейтральные газовые составляющие (преимущественно ацетонитрил CH_3CN и CH_3OH) вступают в реакции с $H^+(H_2O)_n$, что приводит к сложным тяжелым ионам типа $H^+(B)_k \cdot (CH_3CN)_l \cdot (H_2O)_m$. Характерное время таких процессов велико (порядка времени рекомбинации ионов 10^2—10^4 с или даже больше). Обычно в условиях стратосферы $l = 2$ или 3.

Схемы реакций положительных ионов в стратосфере представлены на рис. 15.9.2 [68]. Данные о константах скоростей реакций положительных ионов на I и II этапах известны достаточно хорошо, однако сведения о константах скоростей реакций III этапа очень скудны. В табл. 15.9.3 приводятся константы скоростей реакций с участием положительных ионов (здесь и ниже константы скоростей бинарных реакций даны в см³/с, реакций с участием трех тел в см⁶/с).

Подробности измерений содержания положительных ионов в стратосфере имеются в работах [41, 43, 47, 50, 52]. Некоторые сведения о константах скоростей реакций III этапа можно найти в [38, 65, 90].

Отрицательные ионы. Наиболее распространенными отрицательными ионами в стратосфере являются ионы семейств $NO_3^-(HNO_3)_n$ и $HSO_4^- \cdot (H_2SO_4)_l(HNO_3)_m$, причем последние преобладают на высоте более 25—30 км (рис. 15.9.3) [66]. Кроме этих семейств обнаружены и другие ионы, встречающиеся в меньшем количестве. Как правило, это кластерные ионы, имеющие в качестве отрицательного ядра

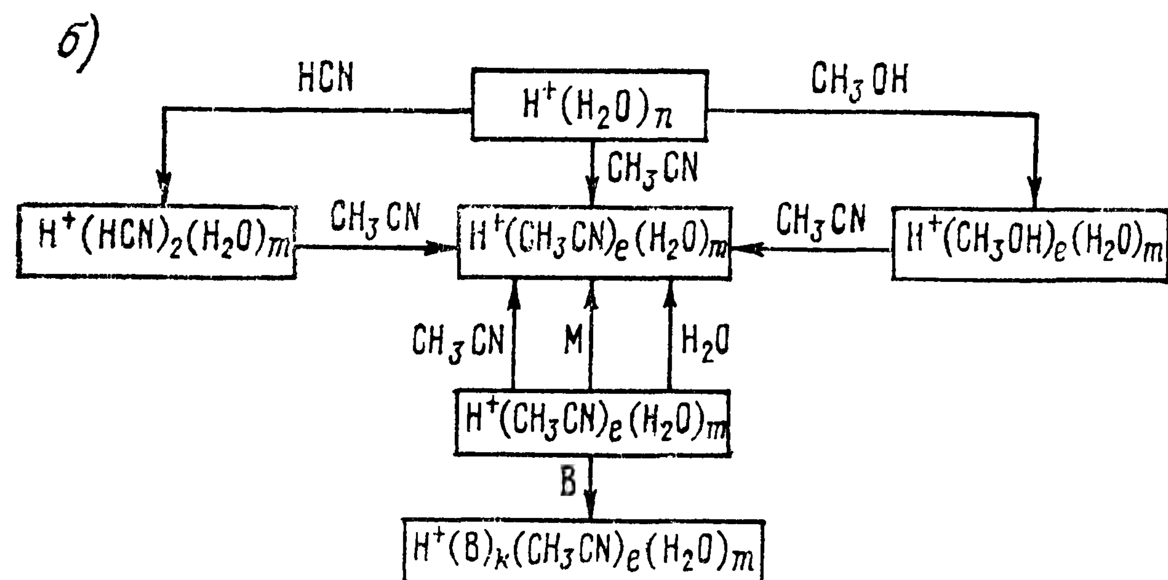


Рис. 15.9.2. Схема реакций положительных ионов в стратосфере [92].

а — I и II этапы, *б* — III этап. ГКЛ — галактические космические лучи.

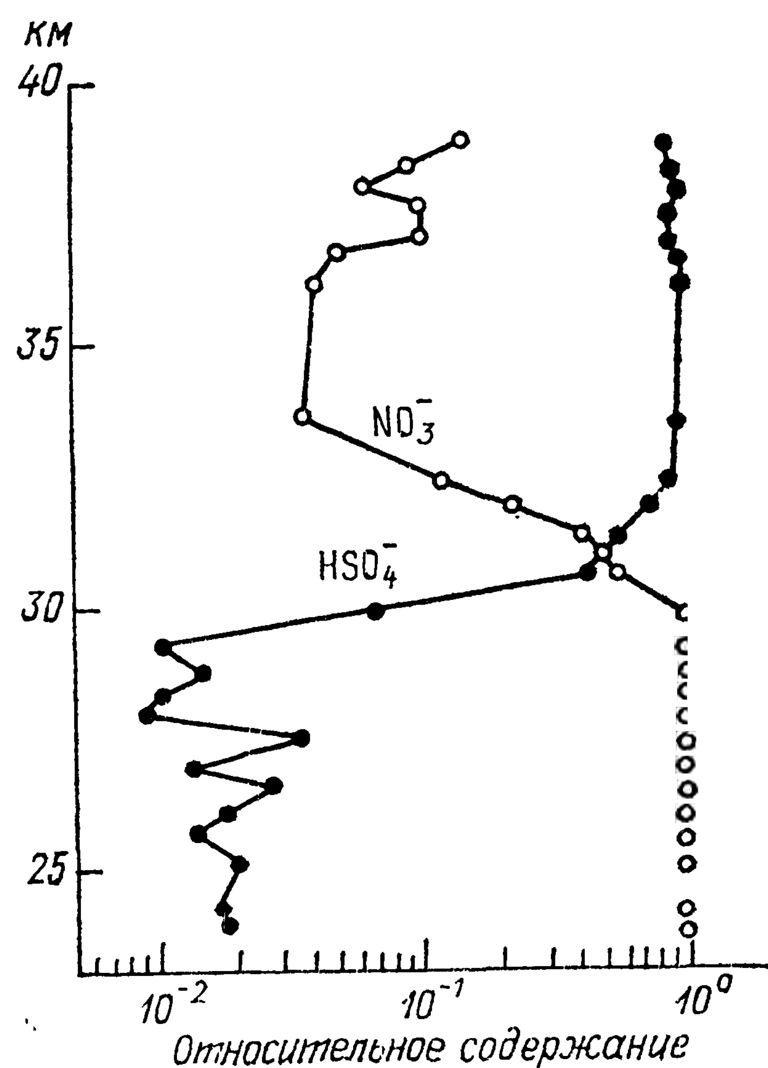


Рис. 15.9.3. Относительное содержание главных отрицательных кластерных ионов семейств с ядрами NO_3^- и HSO_4^- [139].

Таблиц

Реакции и константы скоростей реакций положительных ионов [17]

Реакция	Константа скорости
$O^+ + O_2 \to O_2^+ + O$	$9{,}0 \cdot 10^{-10} T^{-0{,}7}$
$O^+ + N_2 \to NO^+ + N$	$1{,}0 \cdot 10^{-12}$
$O_2^+ + N_2 \to NO^+ + NO$	$1{,}0 \cdot 10^{-17}$
$O_2^+ + NO \to NO^+ + O_2$	$6{,}3 \cdot 10^{-10}$
$N_2^+ + O_2 \to O_2^+ + N_2$	$4{,}7 \cdot 10^{-11} (300/T)$
$N_2^+ + O \to NO^+ + N$	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$
$N_2^+ + O \to O^+ + N_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-11}$
$O_2^+ + O_2 + M \to O_4^+ + M$	$2{,}4 \cdot 10^{-30} (300/T)^3$
$O_4^+ + H_2O \to O_2^+ \cdot H_2O + O_2$	$2{,}2 \cdot 10^{-9}$
$O_4^+ + O \to O_2^+ + O_3$	$3{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_4^+ + O_2 ('\Delta_g) \to O_2^+ + 2O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$
$O_2^+ + H_2O + M \to O_2^+ \cdot H_2O + M$	$2{,}6 \cdot 10^{-28} (300/T)^3$
$O_2^+ + H_2O + O_2 ('\Delta_g) + O_2^+ + H_2O + O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_2^+ \cdot H_2O + H_2O \to H^+ \cdot H_2O + OH + O_2$	$3{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_2^+ \cdot H_2O + H_2O \to H^+ (H_2O) OH + O_2$	$1{,}9 \cdot 10^{-9}$
$H^+ (H_2O) OH + H_2O \to H^+ (H_2O)_2 + OH$	$3{,}2 \cdot 10^{-9}$
$H^+ (H_2O) + H_2O + M \to H^+ (H_2O)_2 + M$	$3{,}5 \cdot 10^{-27} (300/T)^3$
$H^+ \cdot H_2O + N_2 + M \to H^+ (H_2O) N_2 + M$	$1{,}4 \cdot 10^{-30} (300/T)^3$
$H^+ \cdot H_2O \cdot N_2 + H_2O \to H^+ (H_2O)_2 + N_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$
$H^+ (H_2O)_2 + H_2O + M \rightleftarrows H^+ (H_2O)_3 + M$	$2{,}3 \cdot 10^{-27} (300/T)^4$ $1{,}9 \cdot 10^{11} T^{-5} \exp(-11\,000/T)$ *
$H^+ (H_2O)_3 + H_2O + M \rightleftarrows H^+ (H_2O)_4 + M$	$2{,}3 \cdot 10^{-27} (300/T)^4$ $1{,}3 \cdot 10^{11} T^{-5} \exp(-8400/T)$ *
$H^+ (H_2O)_4 + H_2O + M \rightleftarrows H^+ (H_2O)_5 + M$	$9{,}0 \cdot 10^{-28} (300/T)^4$ $6{,}0 \cdot 10^{11} T^{-5} \exp(-7700/T)$ *
$H^+ (H_2O)_5 + H_2O + M \rightleftarrows H^+ (H_2O)_6 + M$	$9{,}0 \cdot 10^{-28} (300/T)^4$ $2{,}0 \cdot 10^{11} T^{-5} \exp(-6600/T)$ *
$NO^+ + N_2 + M \rightleftarrows NO^+ \cdot N_2 + M$	$2{,}0 \cdot 10^{-31} (300/T)^{4{,}4}$ $1{,}0 \cdot 10^{-8} (300/T)^{4{,}4} \exp(2130/T)$ *
$NO^+ + CO_2 + M \rightleftarrows NO^+ \cdot CO_2 + M$	$2{,}4 \cdot 10^{-29} (300/T)^3$ $3{,}0 \cdot 10^{4} T^{-4} \exp(-4600/T)$ *
$NO^+ \cdot N_2 + CO_2 \to NO^+ \cdot CO_2 + N_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ \cdot N_2 + H_2O \to NO^+ \cdot H_2O + N_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ \cdot CO_2 + H_2O \to NO^+ \cdot H_2O + CO_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ \cdot H_2O + H_2O + M \rightleftarrows NO (H_2O)_2 + M$	$1{,}1 \cdot 10^{-27} (300/T)^3$ $1{,}5 \cdot 10^{-17}$ *
$NO^+ (H_2O)_2 + H_2O + M \rightleftarrows NO^+ (H_2O)_3 + M$	$1{,}3 \cdot 10^{-27} (300/T)^3$ $1{,}5 \cdot 10^{-16}$ *
$NO^+ (H_2O)_3 + H_2O \to H^+ (H_2O)_3 + HNO_3$	$7{,}0 \cdot 10^{-11}$
$NO^+ \cdot H_2O + H \to H^+ (H_2O) + NO$	$7{,}0 \cdot 10^{-12}$

* Константа обратной реакции.

молекулы CN и CO_3, или ионы с присоединенными молекулами кислот типа HCl, HOCl, HNO_3, HSO_3 или воды. Встречающиеся в стратосфере отрицательные ионы приведены в табл. 15.9.4 [46]. Обычно ионы $HNO_3^-(HNO_3)_n$ содержат 1, 2 или 3 молекулы HNO_3. Ионы $HSO_4^-(H_2SO_4)_l(HNO_3)_m$ могут содержать до трех молекул H_2SO_4. Соотношение между ионами $NO_3^- \cdot HNO_3$ и $NO_3^- \cdot 2HNO_3$ и между ионами $HSO_4^- \cdot HNO_3$ и $HSO_4^- \cdot 2HNO_3$ приведено на рис. 15.9.4 [141]. В табл. 15.9.5 дано относительное содержание ионов в одном из экспериментов [48].

Таблица 15.9.4

Отрицательные ионы, обнаруженные в стратосфере с помощью масс-спектрометров на стратостатах [46]

Ион	Масса, а.е.м.
CN^-	26±2
$CN^- \cdot H_2O$	43±2
CO_3^-, NO_3^-	61±1
$CO_3^- \cdot H_2O$, $NO_3^- \cdot H_2O$	80±2
HSO_4^-	97±1
$NO_3^- \cdot HNO_2$	109±2
$NO_3^- \cdot HNO_3$	125
$HSO_4^-(H_2O)_2$	133±1
$HSO_4^- \cdot HCl$	
$NO_3^- \cdot HNO_3 \cdot H_2O$	143±1
$HSO_4^- \cdot HOCl$	148±2
$HSO_4^- \cdot HNO_3$	160
$NO_3^- \cdot HNO_3 \cdot HNO_2$	174±1
$NO_3^-(HNO_3)_2$	188
$HSO_4^-(H_2SO_4)$	195
$NO_3^-(HNO_3)_2 \cdot H_2O$	206±1
$HSO_4^-(HNO_3)_2$	223±1
$HSO_4^-(HNO_3)H_2O$	241±1
$NO_3^-(HNO_3)_3$	251±1
$HSO_4^- \cdot H_2SO_4 \cdot HNO_3$	258±1
$HSO_4^-(HNO_3)_2 HOCl$	274±1
$HSO_4^- \cdot H_2SO_4 \cdot HSO_3$	
$HSO_4^-(HNO_3)_3$	286±1
$HSO_4^-(H_2SO_4)_2$	293±1
$HSO_4^-(H_2SO_4)_2 HSO_3$	374±1
$HSO_4^-(H_2SO_4)_3$	391±1
$HSO_4^-(H_2SO_4)_3 H_2O$	409±1
$HSO_4^-(H_2SO_4)_3(H_2O)_2$	427±1
$HSO_4^-(H_2SO_4)_3 HNO_3$	454±1
$HSO_4^-(H_2SO_4)_3 HSO_3$	472±1
$HSO_4^-(H_2SO_4)_3 HSO_3 \cdot H_2O$	489±1

Таблица 15.9.5

Массовые числа, предварительная идентификация и относительное содержание отрицательных ионов на высоте 36,5 км [48]

Масса, а.е.м.	Ион	Содержание, %
125±2	$NO_3^- \cdot HNO_3$	2,6
161±2	$HSO_4^- \cdot HNO_3$	5,3
188±2	$NO_3^- \cdot (HNO_3)_2$	65,6
197±3	$HSO_4^- \cdot H_2SO_4$	6,6
224±3	$HSO_4^- \cdot (HNO_3)_2$	14,2
260±3	$HSO_4^- \cdot H_2SO_4 \cdot HNO_3$	3,1
294±3	$HSO_4^- \cdot (H_2SO_4)_2$	2,6

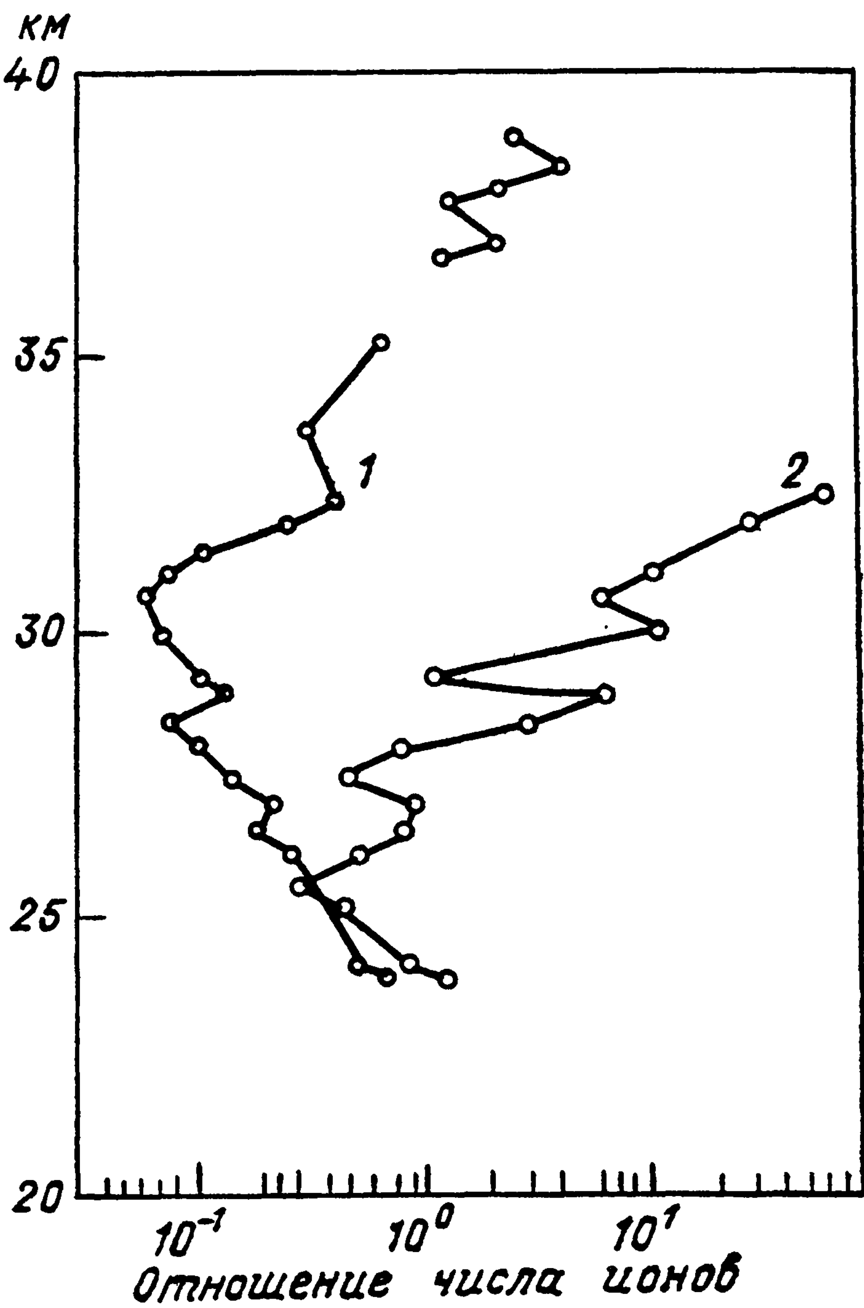


Рис. 15.9.4. Отношение плотностей числа ионов с массовыми числами 125 и 188 $[NO_3^- \cdot HNO_3]/[NO_3^- \cdot (HNO_3)_2]$ (*1*) и с массовыми числами 160 и 223 $[HSO_4^- \cdot HNO_3]/[HSO_4^- \cdot (HNO_3)_2]$ (*2*) [143].

В эксперименте, описанном в [44], обнаружены ионы с ядром ClO_3^-, а именно $ClO_3^- \cdot HNO_3$ и $ClO_3^- \cdot HNO_3 \cdot HCl$ и ионы с ядром Cl: $Cl^- \cdot H_2O$, $Cl^- \cdot SO_2$ и др.

Подробности измерений состава отрицательных ионов в стратосфере имеются в работах [39, 40, 42, 44, 48, 107, 141, 144].

Химическую эволюцию отрицательных ионов в стратосфере также можно считать протекающей в три этапа.

Этап I включает реакции с участием электронов и одной из основных составляющих атмосферы O_2, которые ведут к образованию O_4^- (характерный масштаб времени 10^{-3} с). Этап II включает реакции с участием главных из малых

составляющих, а именно CO_2, O_3 и H_2O, которые приводят в основном к образованию ионов CO_3^- и их гидратов (характерное время $\leqslant 10^{-3}$ с). Эти ионы в свою очередь вступают в реакции с другими малыми составляющими, в частности семейства NO_x (NO, NO_2, HNO_3, N_2O_5). Это III этап реакций, приводящий к образованию $NO_3^-(HNO_3)_n$.

В других реакциях III этапа участвуют серосодержащие газы, в основном H_2SO_4 и HSO_3, что приводит к ионам с ядром в виде $HSO_4^-: HSO_4^-(H_2SO_4)_l(HNO_3)_m$. Для $l > 2$ эти ионы заметно гидратированы.

Схемы реакций отрицательных ионов в стратосфере представлены на рис. 15.9.5 [68].

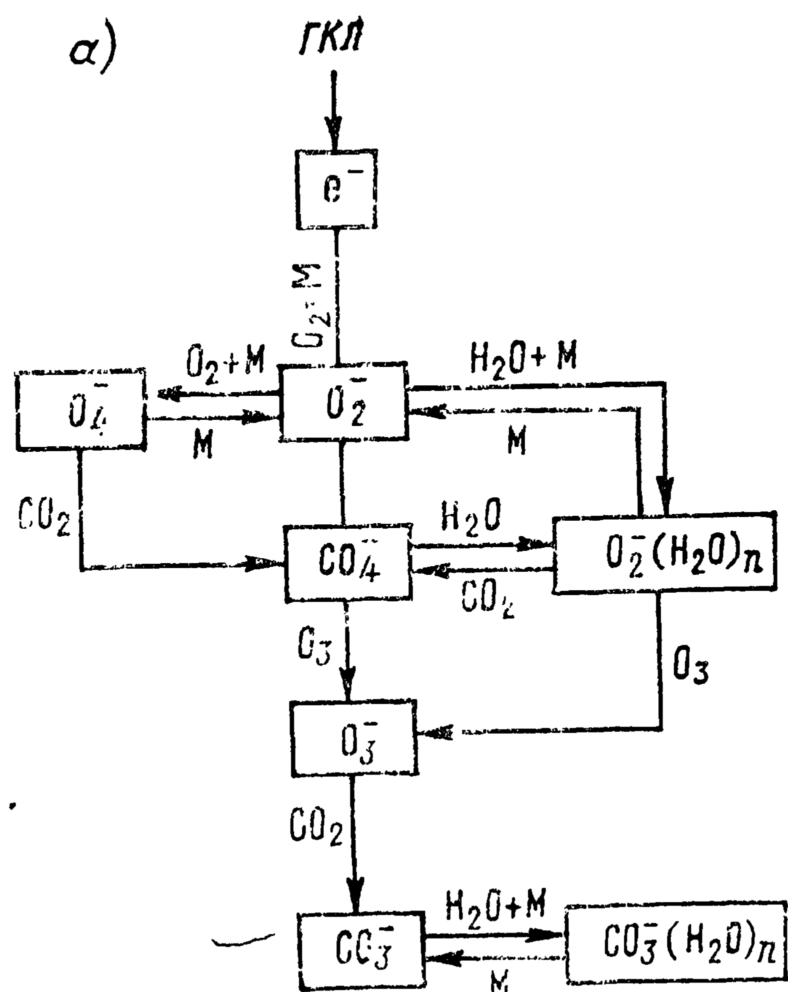
Таблица 15.9.6

Скорости реакций отрицательных ионов, приводящие к образованию NO_3^-, HSO_4^- и CO_3^- [95]

Реакция	Константа скорости	Реакция	Константа скорости
$e + O_2 + N_2 \to O_2^- + N_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-31}$	$CO_4^- + O_3 \to O_3^- + CO_2 + O_2$	$1{,}3 \cdot 10^{-10}$
$e + O_2 + O_2 \to O_2^- + O_2$	$4{,}0 \exp(-193/T) \cdot 10^{-30}$	$NO_3^- + O_3 \to NO_2^- + 2O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-13}$
$e + O_3 \to O^- + O_2$	$9{,}1 \cdot 10^{-12} (T/300)^{1{,}46}$	$NO_3^- + NO \to NO_2^- + NO_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-12}$
$e + HNO_3 \to NO_2^- + OH$	$5{,}0 \cdot 10^{-8}$	$NO_3^- + HCl \to Cl^- + HNO_3$	$1{,}0 \cdot 10^{-12}$
$O^- + M \to e +$ нейтралы	$1{,}0 \cdot 10^{-12}$	$NO_3^- + H_2SO_4 \to HSO_4^- + HNO_3$	$2{,}6 \cdot 10^{-9}$
$O^- + H_2 \to e + H_2O$	$5{,}8 \cdot 10^{-10}$	$OH^- + O_3 \to O_3^- + OH$	$9{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O^- + NO \to e + NO_2$	$2{,}1 \cdot 10^{-10}$	$OH^- + NO_2 \to NO_2^- + OH$	$1{,}1 \cdot 10^{-9}$
$O^- + CO \to e + CO_2$	$5{,}5 \cdot 10^{-10}$	$OH^- + CH_4 \to CH_3^- + H_2O$	$1{,}0 \cdot 10^{-12}$
$O^- + N_2O \to O_2^- + N_2$	$2{,}2 \cdot 10^{-10}$	$OH^- + CO_2 + M \to HCO_3^- + M$	$7{,}6 \cdot 10^{-28}$
$O^- + H_2 \to OH^- + H$	$6{,}0 \cdot 10^{-11}$	$OH^- + HCN \to CN^- + H_2O$	$4{,}1 \cdot 10^{-9}$
$O^- + H_2O \to OH^- + OH$	$6{,}0 \cdot 10^{-13}$	$O_3^- + N_2O \to e + N_2 + 2O_2$	$2{,}0 \cdot 10^{-14}$
$O^- + CH_4 \to OH^- + CH_3$	$8{,}0 \cdot 10^{-11}$	$O_3^- + NO_2 \to NO_3^- + O_2$	$2{,}8 \cdot 10^{-10}$
$O^- + CO_2 + M \to CO_3^- + M$	$3{,}1 \cdot 10^{-28}$	$O_3^- + CO_2 \to CO_3^- + O_2$	$5{,}5 \cdot 10^{-10}$
$O^- + NO_2 \to NO_2^- + O$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$	$CO_3^- + N_2O \to CO_4^- + N_2$	$5{,}0 \cdot 10^{-13}$
$O^- + HCl \to Cl^- + OH$	$2{,}0 \cdot 10^{-9}$	$CO_3^- + NO_2 \to NO_3^- + CO_2$	$2{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O^- + HCN \to CN^- + OH$	$3{,}7 \cdot 10^{-9}$	$CO_3 + N_2O_5 \to NO_3^- + CO_2 + NO_3$	$2{,}8 \cdot 10^{-10}$
$O^- + H_2SO_4 \to HSO_4^- + OH$	$4{,}2 \cdot 10^{-9}$	$CO_3 + O_2 \to O_3^- + CO_2$	$6{,}0 \cdot 10^{-15}$
$NO^- + CO \to e + CO + NO$	$5{,}0 \cdot 10^{-13}$	$CO_3^- + NO \to NO_2^- + CO_2$	$1{,}1 \cdot 10^{-11}$
$NO^- + CO_2 \to e + CO_2 + NO$	$8{,}3 \cdot 10^{-12}$	$NO_2^- + O_3 \to NO_3^- + O_2$	$1{,}2 \cdot 10^{-10}$
$NO^- + NO \to e + 2NO$	$5{,}0 \cdot 10^{-12}$	$NO_2^- + NO_2 \to NO_3^- + NO$	$2{,}0 \cdot 10^{-13}$
$NO^- + N_2O \to e + NO + N_2O$	$5{,}1 \cdot 10^{-12}$	$NO_2^- + N_2O \to NO_3^- + N_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-12}$
$NO^- + O_2 \to O_2^- + NO$	$5{,}0 \cdot 10^{-10}$	$NO_2^- + N_2O_5 \to NO_3^- + 2NO_2$	$7{,}0 \cdot 10^{-10}$
$NO^- + NO_2 \to NO_2^- + NO$	$7{,}4 \cdot 10^{-10}$	$NO_2^- + HNO_3 \to NO_3^- + HNO_2$	$1{,}6 \cdot 10^{-9}$
$NO^- + HCl \to Cl^- + HNO$	$1{,}6 \cdot 10^{-9}$	$NO_2^- + HCl \to Cl^- + HNO_2$	$1{,}4 \cdot 10^{-9}$
$O_2^- + O_2 + M \to O_4^- + M$	$3{,}4 \cdot 10^{-31}$	$Cl^- + HNO_3 \to NO_3^- + HCl$	$1{,}6 \cdot 10^{-9}$
$O_2^- + CO_2 + M \to CO_4^- + M$	$4{,}7 \cdot 10^{-29}$	$Cl^- + N_2O_5 \to NO_3^- + ClNO_2$	$9{,}4 \cdot 10^{-10}$
$O_2^- + O_3 \to O_3^- + O_2$	$6{,}0 \cdot 10^{-10}$	$Cl^- + NO_2 \to NO_2^- + Cl$	$6{,}0 \cdot 10^{-12}$
$O_2^- + NO_2 \to NO_2^- + O_2$	$7{,}0 \cdot 10^{-10}$	$Cl^- + O_3 \to ClO^- + O_2$	$5 \cdot 10^{-13}$
$O_2^- + N_2O \to NO_2^- + NO$	$2{,}0 \cdot 10^{-14}$	$Cl^- + H_2SO_4 \to HSO_4^- + HCl$	$2{,}7 \cdot 10^{-9}$
$O_2^- + HCl \to Cl^- + HO_2$	$1{,}6 \cdot 10^{-9}$	$Cl^- + H \to e + HCl$	$9{,}6 \cdot 10^{-10}$
$O_4^- + CO_2 \to CO_4^- + O_2$	$4{,}3 \cdot 10^{-10}$	$ClO^- + O_3 \to O_3^- + ClO$	$1{,}0 \cdot 10^{-11}$
$O_4^- + NO \to NO_3^- + O_2$	$2{,}5 \cdot 10^{-10}$	$ClO^- + NO_2 \to HO_2^- + Cl$	$2{,}9 \cdot 10^{-11}$
$O_4^- + CO \to CO_3^- + O_2$	$2{,}0 \cdot 10^{-11}$	$ClO^- + NO \to NO_2^- + ClO$	$3{,}2 \cdot 10^{-10}$
$CO_4^- + NO \to NO_3^- + CO_2$	$4{,}8 \cdot 10^{-11}$	$ClO^- + O_3 \to Cl^- + 2O_2$	$6{,}0 \cdot 10^{-11}$

Скорости реакций отрицательных ионов, связанные с эволюцией кластерных ионов с ядр
NO_3^-, HSO_4^- и CO_3^- [95]

Реакция	Константа ск
$NO_3^- + H_2SO_4 \rightarrow HSO_4^- + HNO_3$	$2{,}6 \cdot 10^{-9}$
$NO_3^- + H_2O + M \rightarrow NO_3^- \cdot H_2O + M$	$1{,}6 \cdot 10^{-28}$
$NO_3^- + HNO_3 + M \rightarrow NO_3^- \cdot HNO_3 + M$	$1{,}0 \cdot 10^{-26}$
$NO_3^- \cdot H_2O + M \rightarrow NO_3^- + H_2O + M$	$3{,}6 \cdot 10^{-14}$
$NO_3^- \cdot H_2O + HNO_3 \rightarrow NO_3^- \cdot HNO_3 + H_2O$	$3{,}0 \cdot 10^{-9}$
$NO_3^- \cdot HNO_3 + M \rightarrow NO_3^- + HNO_3 + M$	$1{,}8T^{-1} \exp(-13\,130/T)$
$NO_3^- \cdot HNO_3 + H_2O \rightarrow NO_3^- \cdot H_2O + HNO_3$	$5{,}0 \cdot 10^{-15}$
$NO_3^- \cdot HNO_3 + HNO_3 + M \rightarrow NO_3^- \cdot 2HNO_3 + M$	$1{,}0 \cdot 10^{-26}$
$NO_3^- \cdot HNO_3 + H_2SO_4 \rightarrow HSO_4^- \cdot HNO_3 + HNO_3$	$2{,}3 \cdot 10^{-9}$
$NO_3^- \cdot HNO_3 + H_2O + M \rightarrow NO_3^- \cdot HNO_3 \cdot H_2O + M$	$3{,}0 \cdot 10^{-28}$
$NO_3^- \cdot 2HNO_3 + M \rightarrow NO_3^- \cdot HNO_3 + HNO_3 + M$	$5{,}15 \cdot T^{-1} \exp(-9240/T)$
$NO_3^- \cdot 2HNO_3 + HNO_3 + M \rightarrow NO_3^- \cdot 3HNO_3 + M$	$1{,}0 \cdot 10^{-26}$
$NO_3^- \cdot 2HNO_3 + H_2SO_4 \rightarrow HSO_4^- \cdot 2HNO_3 + HNO_3$	$1{,}1 \cdot 10^{-9}$
$NO_3^- \cdot 2HNO_3 + H_2O \rightarrow NO_3^- \cdot HNO_3 \cdot H_2O + HNO_3$	$5{,}0 \cdot 10^{-15}$
$NO_3^- \cdot HNO_3 \cdot H_2O + M \rightarrow NO_3^- \cdot HNO_3 + H_2O + M$	$6{,}0 \cdot 10^{-15}$
$NO_3^- \cdot HNO_3 \cdot H_2O + HNO_3 \rightarrow NO_3^- \cdot 2HNO_3 + H_2O$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$
$NO_3^- \cdot 3HNO_3 + M \rightarrow NO_3^- \cdot 2HNO_3 + HNO_3 + M$	$1{,}6 \cdot 10^{2}T^{-1} \exp(-7070/T)$
$HSO_4^- + HNO_3 + M \rightarrow HSO_4^- \cdot HNO_3 + M$	$2{,}0 \cdot 10^{-26}$
$HSO_4^- \cdot HNO_3 + M \rightarrow HSO_4^- + HNO_3 + M$	$1{,}0 \cdot 10^{-21}$
$HSO_4^- \cdot HNO_3 + HNO_3 + M \rightarrow HSO_4^- \cdot 2HNO_3 + M$	$1{,}0 \cdot 10^{-26}$
$HSO_4^- + H_2SO_4 + M \rightarrow HSO_4^- \cdot H_2SO_4 + M$	$3{,}0 \cdot 10^{-26}$
$HSO_4^- \cdot HNO_3 + H_2SO_4 \rightarrow HSO_4^- \cdot H_2SO_4 + HNO_3$	$5{,}0 \cdot 10^{-10}$
$HSO_4^- \cdot H_2SO_4 + M \rightarrow HSO_4^- + H_2SO_4 + M$	$1{,}0 \cdot 10^{-21}$
$HSO_4^- \cdot H_2SO_4 + H_2SO_4 + M \rightarrow HSO_4^- \cdot 2H_2SO_4 + M$	$1{,}0 \cdot 10^{-26}$
$HSO_4^- \cdot 2HNO_3 + M \rightarrow HSO_4^- \cdot HNO_3 + HNO_3 + M$	$5{,}0 \cdot 10^{-18}$
$HSO_4^- \cdot 2HSO_4 + M \rightarrow HSO_4^- \cdot H_2SO_4 + H_2SO_4 + M$	$3{,}0 \cdot 10^{-20}$
$HSO_4^- \cdot 2H_2SO_4 + H_2SO_4 + M \rightarrow HSO_4^- \cdot 3H_2SO_4 + M$	$1{,}0 \cdot 10^{-26}$
$H_2SO_4^- \cdot 3H_2SO_4 + M \rightarrow HSO_4^- \cdot 2H_2SO_4 + H_2SO_4 + M$	$7{,}0 \cdot 10^{-21}$
$CO_3^- + H_2O + O_2 \rightarrow CO_3^- \cdot H_2O + O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-28}$
$CO_3^- \cdot H_2O + O_2 \rightarrow CO_3^- + H_2O + O_2$	$3{,}3 \cdot 10^{-14}$
$CO_3^- \cdot H_2O + NO_2 \rightarrow NO_3^- + H_2O + CO_2$	$1{,}5 \cdot 10^{-10}$
$CO_3^- \cdot H_2O + N_2O_5 \rightarrow NO_3^- \cdot H_2O + NO_3 + CO_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$
$CO_3^- \cdot H_2O + HNO_3 \rightarrow NO_3^- \cdot H_2O + OH + CO_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$



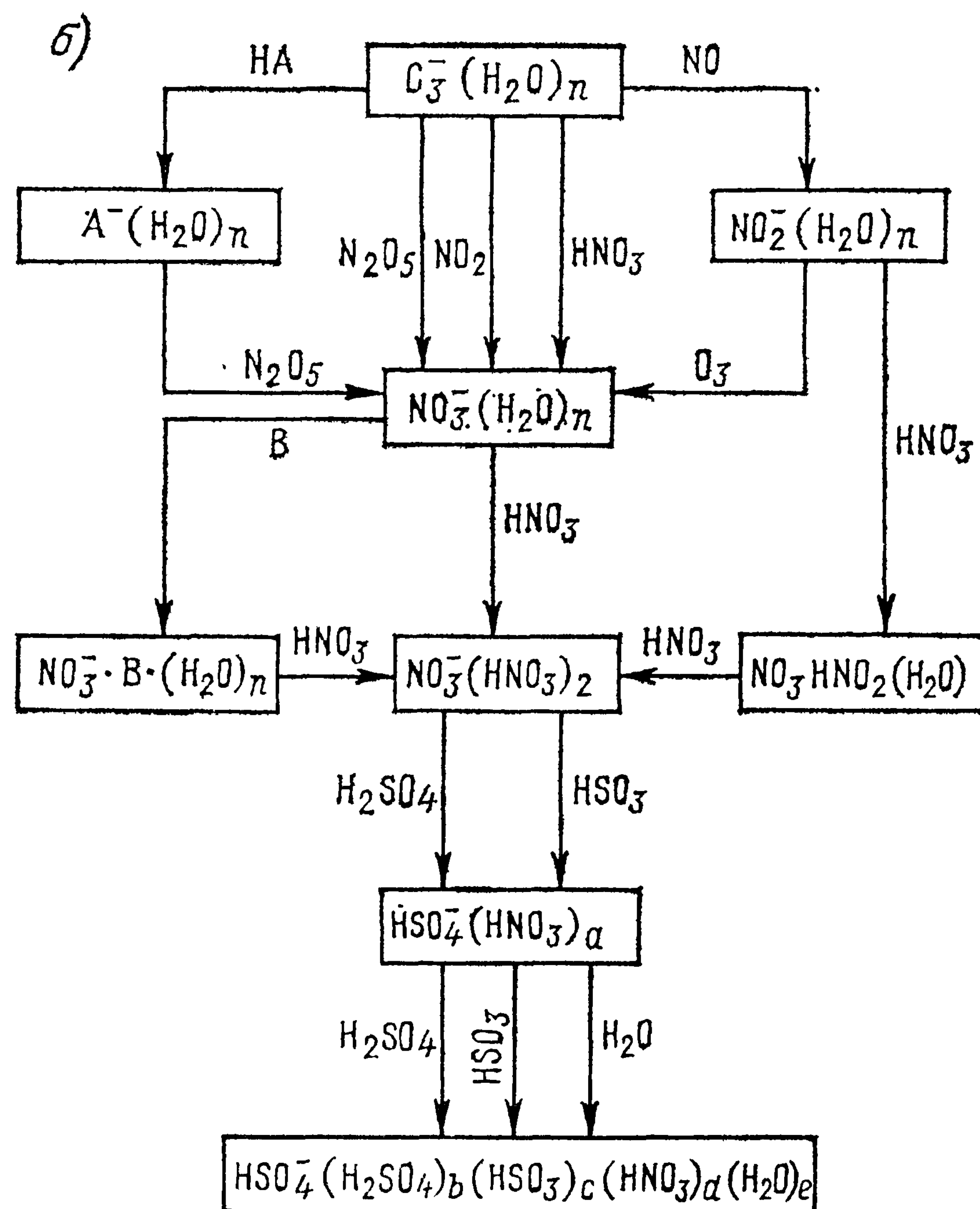


Рис. 15.9.5. Схема реакций отрицательных ионов в стратосфере [92].

а — I и II этапы, *б* — III этап. ГКЛ — галактические космические лучи.

Константы скоростей реакций известны для I и II этапов, для некоторых реакций III этапа принимаются предполагаемые значения. В табл. 15.9.6 и 15.9.7 приводятся константы скоростей реакций отрицательных ионов.

15.9.2. Ионный состав области *D*

Область *D* является наиболее сложной по составу областью ионосферы. Тому способствует несколько причин [18]:

1) многообразие малых составляющих (NO, $O_2(^1\Delta g)$, CO_2, H_2O и др.) с достаточно высокими концентрациями для образования сложных цепей реакций между первичными и вторичными ионами;

2) достаточно высокое давление, чтобы эффективно шли процессы тройных соударений;

3) возможность образования значительных концентраций отрицательных ионов;

4) наличие ионов металлов.

Как уже упоминалось ранее, в нижней ионосфере электроны и ионы образуются под действием прямого солнечного УФ- и рентгеновского излучения (в частности под действием излучения L_α 1216 Å) на нейтральные невозбужденные и возбужденные $O_2(^1\Delta g)$ составляющие, под действием рентгеновского излучения космических источников и галактических космических лучей, а также в результате особых процессов типа высыпаний релятивистских электронов или бомбардировки атмосферы протонами в период явлений поглощения в полярной шапке. В спокойных условиях солнечное излучение L_α дает наибольший вклад в скорость ионизации в слое 70—90 км. На меньших высотах ионизация определяется космическими лучами.

Ионизация L_α рассчитывается по заданным интенсивности излучения $(3 \pm 1)\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$·с$^{-1}$, плотности ионизируемого компонента и его сечению поглощения ($\sigma_{NO} = 2\cdot 10^{-18}$ см$^{-2}$) и сечению поглощения O_2 в одном из микроокон прозрачности $\sigma_{O_2} = 1{,}0\cdot 10^{-20}$ см$^{-2}$:

$$P(NO^+) = I(NO)\cdot[NO],$$

$$I(NO) = (6 \pm 2)\cdot 10^{-7}\exp[-10^{-20}N(O_2,\ z,\ \chi)],$$

$N(O_2, z, \chi)$ — интегральное содержание кислорода вдоль луча зрения [15].

Удобная параметризация скорости образования ионных пар космическими лучами как функция широты, высоты и солнечной активности предложена в [86]. Модель производимой в средней атмосфере ионизации космическими лучами имеется в работе [73].

Положительные ионы. Исследования состава положительных ионов на высотах области *D* были начаты в 1963 г. Профили положительных ионов в области *D*, полученные в эксперименте с масс-спектрометром с криогенной откачкой на борту ракеты [113], представлены на рис. 15.9.6. Характерным является наличие ионов с массовыми числами 19 и 37, идентифицированных как комплексные ионы — гидраты $H^+(H_2O)_n$ с $n = 1$ и $n = 2$. В слое 65—70 км концентрация

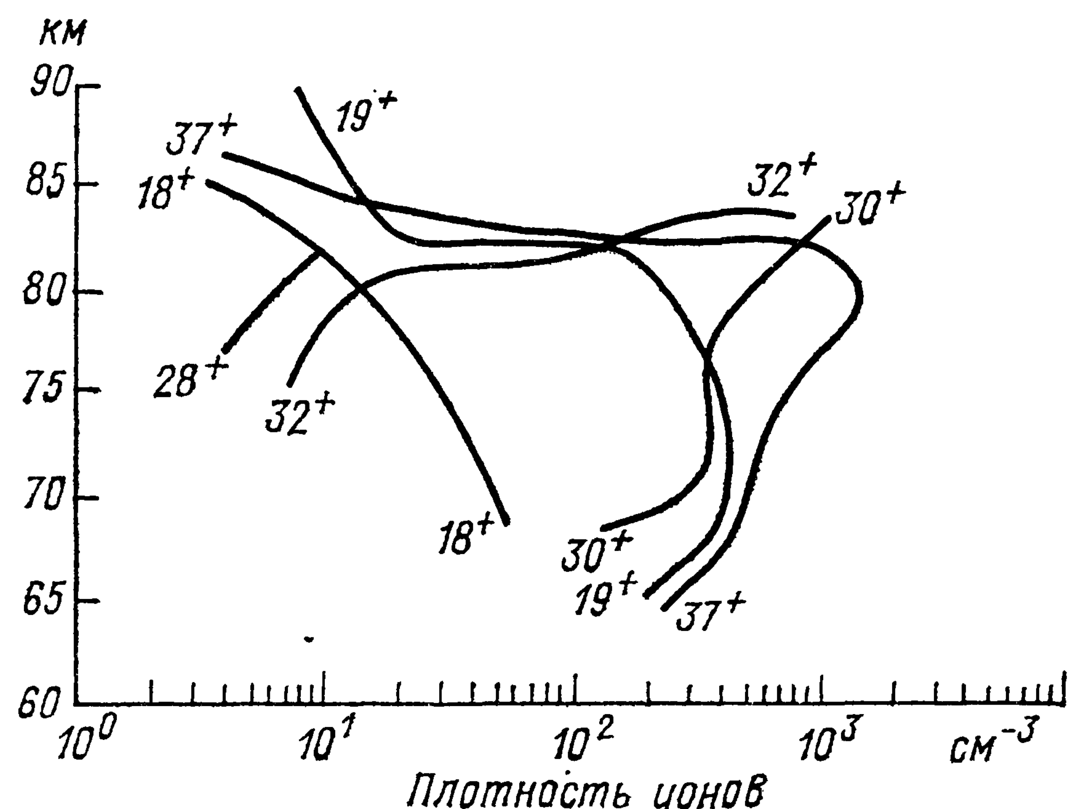


Рис. 15.9.6. Результаты первых масс-спектрометрических измерений состава положительных ионов на высоте 65—90 км.

иона несколько больше концентрации иона $H^+(H_2O)$. Выше ион $H^+(H_2O)_2$ становится преобладающим до высоты примерно 82 км, где доминирующая роль переходит к ионам NO^+ (массовое число 30) и O_2^+ (32). В этом же эксперименте был обнаружен тонкий слой металлических ионов с массами 23⁺, 24⁺, 25⁺, 26⁺ (Mg^+), 40⁺ (Ca^+) с максимумом на высоте 95 км, причем их концентрация здесь превышала концентрацию основных ионов O_2^+ и NO^+. Был обнаружен также ион $H^+(H_2O)_3$ с массовым числом 55.

В экспериментах по исследованию изменений ионного состава во время солнечного затмения [116] в нормальных условиях за несколько дней до его наступления получена картина распределения ионов (рис. 15.9.7), в основном сходная с распределением, приведенным на рис. 15.9.6. Кроме ранее описанных ионов обнаружен ион с массой 55, идентифицированный как $H^+(H_2O)_3$. Слой ионов с массами 24 (Mg) и 56 (Fe) присутствует примерно на высоте 93 км, однако концентрации ионов в этом слое невелики.

Особенности поведения ионного состава в условиях, отличающихся от спокойных, можно найти в [115] (в ходе солнечного затмения), [100] (высокоширотная ионосфера), [116] (во время явления ППШ), [93] (в холодной летней

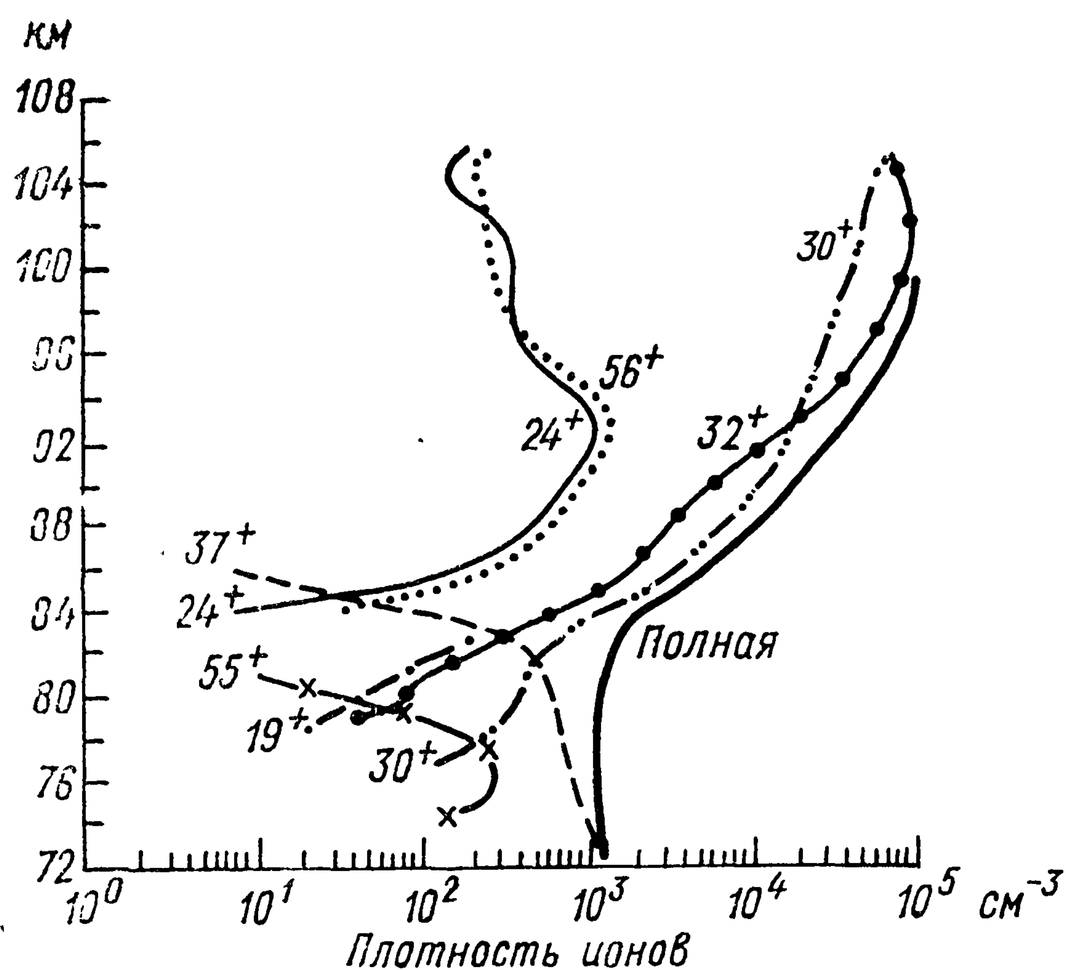


Рис. 15.9.7. Плотности числа положительных ионов в нормальных невозмущенных условиях.

мезопаузе высоких широт), [154] (в период метеорного потока Геминид). В области очень холодной летней мезопаузы высоких широт наблюдались, в частности, очень тяжелые ионы $H^+(H_2O)_{20}$, которые, возможно, играют существенную роль при образовании серебристых облаков [58].

Ионы в области *D* находятся в условиях фотохимического равновесия. Концентрация как ионов, так и электронов достаточно высока для того, чтобы днем для большинства ионов химические времена жизни были малы по сравнению с характерными временами процессов переноса (примерно $10^5 - 5 \cdot 10^6$ с на высоте 80 км [5]). Даже для долгоживущего иона $H^+(H_2O)_2$ химическое время жизни по отношению к реакции диссоциативной рекомбинации составляет лишь около 500 с на высоте 82 км.

Фотохимические реакции положительных ионов начинаются с реакций первичных ионов O_2^+ и NO^+ и отчасти совпадают с реакциями гидратации ионов O_2^+ и NO^+ в стратосфере (рис. 15.9.2), однако непременными участниками этих реакций в области *D* являются CO_2 и N_2, ускоряющими эти процессы (рис. 15.9.8) [5].

Таблица 15.9.8 дает характеристики реакций положительных ионов применительно к реакциям, идущим в области *D*, и представление о наличии и точности данных реакций положительных ионов в средней атмосфере. Реакции и константы заимствованы из сводных таблиц, приведенных в работах [15, 62].

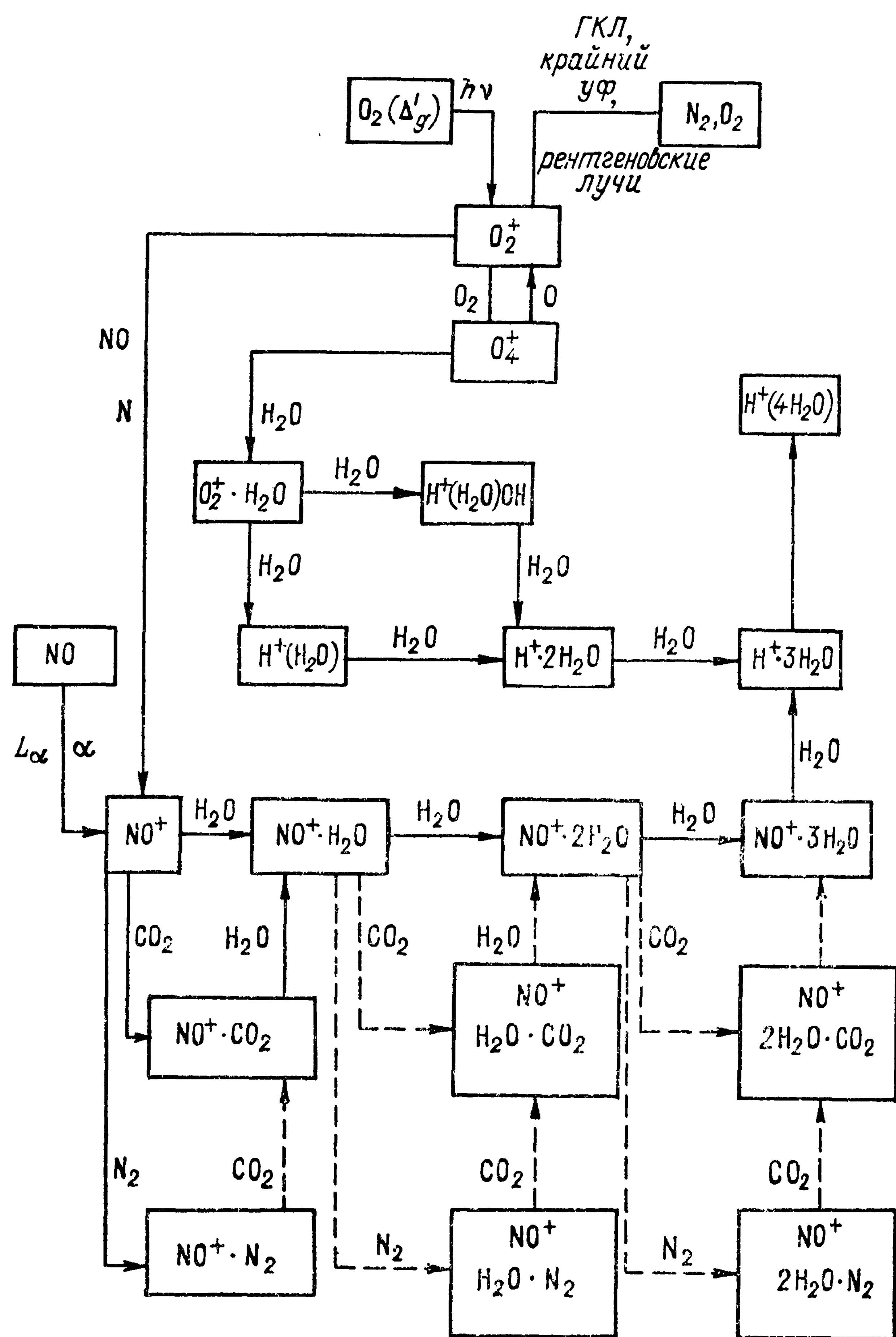


Рис. 15.9.8. Схема реакций положительных ионов в области *D* [5].

Таблица 15.9.8

Реакции положительных ионов с нейтральными частицами в области *D*

Реакция	Константа скорости
$N_2^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + NO$	$2 \cdot 10^{-14}$
$N_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + N_2$	$4,8 \cdot 10^{-10}$
$O_2^+ + O_2 + M \rightarrow O_4^+ + M$	$2,6 \cdot 10^{-30} (300/T)^{3,2}$
$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$	$4,4 \cdot 10^{-10}$
$O_2^+ + N \rightarrow NO^+ + O$	$1,2 \cdot 10^{-10}$
$O_4^+ + O \rightarrow O_2^+ + O_3$	$3,0 \cdot 10^{-10}$
$O_4^+ + H_2O \rightarrow O_2^+ \cdot H_2O + O_2$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
$O_2^+ + H_2O + Ar \rightarrow O^+ \cdot H_2O + Ar$	$3,5 \cdot 10^{-28}$
$O_2^+ \cdot H_2O + H_2O \rightarrow H^+(H_2O) \cdot OH + O_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
$O_2^+ \cdot H_2O + H_2 \rightarrow H^+(H_2O) + H + O_2$	$2,0 \cdot 10^{-11}$
$H^+(H_2O) + H_2O + M \rightarrow H^+(H_2O)_2 + M$	$3,4 \cdot 10^{-27} (300/T)^{4,0}$
$H^+(H_2O)_2 + M \rightarrow H^+(H_2O) + H_2O + M$	$9,6 \cdot 10^{11} T^{-5}$ exp
$H^+(H_2O)_2 + H_2O + M \rightarrow H^+(H_2O)_3 + M$	$2,3 \cdot 10^{-27} (300/T)^{4,0}$

Реакция	Константа скорости
$H^+(H_2O)_3 + M \rightarrow H^+(H_2O)_2 + H_2O + M$	$1,95 \cdot 10^{11} T^{-5} (-11000/T)$
$H^+(H_2O)_3 + H_2O + M \rightarrow H^+(H_2O)_4 + M$	$2,4 \cdot 10^{-27} (300/T)^4$
$H^+(H_2O)_4 + M \rightarrow H^+(H_2O)_3 + H_2O + M$	$1,36 \cdot 10^{11} T^{-5} (-8360/T)$
$H^+(H_2O) \cdot OH + H_2O \rightarrow H^+(H_2O)_2 + OH$	$1,4 \cdot 10^{-9}$
$H^+(H_2O) + O_2 + O_2 \rightarrow H^+(H_2O)O_2 + O_2$	$1,0 \cdot 10^{-30}$
$H^+(H_2O)O_2 + H_2O \rightarrow H^+(H_2O)_2 + O_2$	$1,0 \cdot 10^{-10}$
$H^+(H_2O) \cdot OH + O_2 + O_2 \rightarrow H^+(H_2O)OH \cdot O_2 + O_2$	10^{-29}
$H^+ \cdot OH + H_2O \rightarrow H^+(H_2O) + OH$	$8,5 \cdot 10^{-10}$
$H^+ \cdot OH + O_2 \rightarrow O_2^+ + H_2O$	$2,0 \cdot 10^{-10}$
$NO^+ + H_2O + M \rightarrow NO^+ \cdot H_2O + M$	$1,8 \cdot 10^{-28} (308/T)^{4,7}$
$NO^+ + CO_2 + M \rightarrow NO^+ \cdot CO_2 + M$	$7,0 \cdot 30^{30} (300/T)^{3,0}$
$NO^+ \cdot N_2 + M \rightarrow NO^+ + N_2 + M$	$2,0 \cdot 10^{-31} (300/T)^{4,4}$
$NO^+ \cdot CO_2 + M \rightarrow NO^+ + CO_2 + M$	$3,1 \cdot 10^4 T^{-4} \exp(-4590/T)$
$NO^+ \cdot CO_2 + H_2O \rightarrow NO^+ \cdot H_2O + CO_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ + N_2 + M \rightarrow NO^+ \cdot N_2 + M$	$1,5 \cdot 10^6 T^{-5,4} \exp(-2450/T)$
$NO^+ \cdot N_2 + CO_2 \rightarrow NO^+ \cdot CO_2 + N_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ \cdot H_2O + H_2O + M \rightarrow NO^+(H_2O)_2 + M$	$1,0 \cdot 10^{-27} (308/T)^{4,7}$
$NO^+ \cdot H_2O + CO_2 + M \rightarrow NO^+ \cdot H_2O \cdot CO_2 + M$	$7,0 \cdot 10^{-30} (300/T)^{3,0}$
$NO^+ \cdot H_2O + N_2 + M \rightarrow NO^+ \cdot H_2O \cdot N_2 + M$	$2,0 \cdot 10^{-31} (300/T)^{4,4}$
$NO^+ (H_2O)_2 + H_2O + M \rightarrow NO^+ (H_2O)_3 + M$	$1,0 \cdot 10^{-27} (308/T)^{4,7}$
$NO^+ (H_2O)_2 + CO_2 + M \rightarrow NO^+ (H_2O)_2 \cdot CO_2 + M$	$7,0 \cdot 10^{-30} (300/T)^{3,0}$
$NO^+ (H_2O)_2 + N_2 + M \rightarrow NO^+ (H_2O)_2 \cdot N_2 + M$	$2,0 \cdot 10^{-31} (300/T)^{4,4}$
$NO^+ (H_2O)_3 + H_2O \leftarrow H^+ (H_2O)_3 + HNO$	$7,0 \cdot 10^{-11}$
$NO^+ \cdot H_2O \cdot CO_2 + M \rightarrow NO^+ \cdot H_2O + CO_2 + M$	$3,1 \cdot 10^4 T^{-4} \exp(-4025/T)$
$NO^+ \cdot H_2O \cdot CO_2 + H_2O \rightarrow NO^+ (H_2O)_2 + CO_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ \cdot H_2O \cdot N_2 + M \rightarrow NO^+ \cdot H_2O + N_2 + M$	$1,5 \cdot 10^6 T^{-5,4} \exp(-2150/T)$
$NO^+ (H_2O)_2 \cdot CO_2 + M \rightarrow NO^+ (H_2O)_2 + CO_2 + M$	$3,1 \cdot 10^4 T^{-4} (3335/T)$
$NO^+ (H_2O)_2 \cdot CO_2 + H_2O \rightarrow NO^+ (H_2O)_3 + CO_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ \cdot H_2O \cdot N_2 + CO_2 \rightarrow NO^+ \cdot H_2O \cdot CO_2 + N_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ (H_2O)_2 \cdot N_2 + M \rightarrow NO (H_2O)_2 + N_2 + M$	$1,5 \cdot 10^6 T^{-5,4} \exp(-1800/T)$
$NO^+ (H_2O)_2 \cdot N_2 + CO_2 \rightarrow NO^+ (H_2O)_2 \cdot CO_2 + N_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ \cdot O_2 + H_2O \rightarrow NO^+ \cdot H_2O + O_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
$NO^+ + NO + NO \rightarrow NO^+ \cdot NO + NO$	$5,0 \cdot 10^{-30}$
$NO^+ \cdot NO + H_2O \rightarrow NO^+ \cdot H_2O + NO$	$9,0 \cdot 10^{-16}$
$NO^+ + H_2O + NO \rightarrow NO^+ \cdot H_2O + NO$	$1,6 \cdot 10^{-28}$
$NO^+ + O_2 + He \rightarrow NO^+ \cdot O_2 + He$	$1,0 \cdot 10^{-29}$

Большое влияние на распределение положительных ионов в средней атмосфере оказывают реакции диссоциативной рекомбинации с электронами и рекомбинации с отрицательными ионами. В табл. 15.9.9 [15] приводятся коэффициенты рекомбинации положительных ионов.

В настоящее время скорости реакций положительных ионов с отрицательными измерены не для всех компонентов, присутствующих в атмосфере. В качестве средней константы скорости можно принять значение $6 \cdot 10^{-8}$ см³/с [5]. Существует приближенная формула для скорости α взаимной нейтрализации ионов $X^+ + Y^+ \rightarrow X^* + Y$, описывающая большой интервал значений скоростей для различных ионов с погрешностью около ±30 % [89]:

$$1/\alpha = 4,38 \cdot 10^4 (T/300)^{0,5} m^{0,5} S^{0,4}$$

(α — в см³/с, $m = 2m_X m_Y/(m_X + m_Y)$ — приведенная масса в атомных единицах массы, S — электронное средство в эВ). Таблицы сродства к электрону атомов, двухатомных и многоатомных молекул имеются в монографии [28].

Отрицательные ионы. Экспериментальных данных о составе отрицательных ионов меньше, чем о составе положи-

тельных ионов. На рис. 15.9.9 приводится пример высотного распределения отрицательных ионов в области D, полученного на подъеме ракеты 23 марта 1970 г. на полигоне Андойя [54]. Измерения проводились ночью (23 ч 58 мин по местному времени). В этом эксперименте были зарегистрированы ионы $32(O_2^-)$, $35(Cl^-)$, $37(Cl^-)$, $60(CO_3^-)$, $61\times(HCO_3^-)$, $62(NO_3^-)$, $68(O_2^- \cdot 2H_2O)$, $76(CO_4^-)$, $78(CO_3^- \times H_2O)$, 93 ± 1 $(NO_2^- \cdot HNO_2$ или $CO_4^- \cdot H_2O)$, $111 \pm 1 \times (NO_2^- \cdot HNO_2$ или $CO_4^- \cdot H_2O)_2$ и 125 ± 1 $(NO_3^- \cdot HNO_3)$. Общая картина такова, что ниже уровня 80 км преобладают ионы CO_3^- и NO_3^-, выше — доминирующими становятся

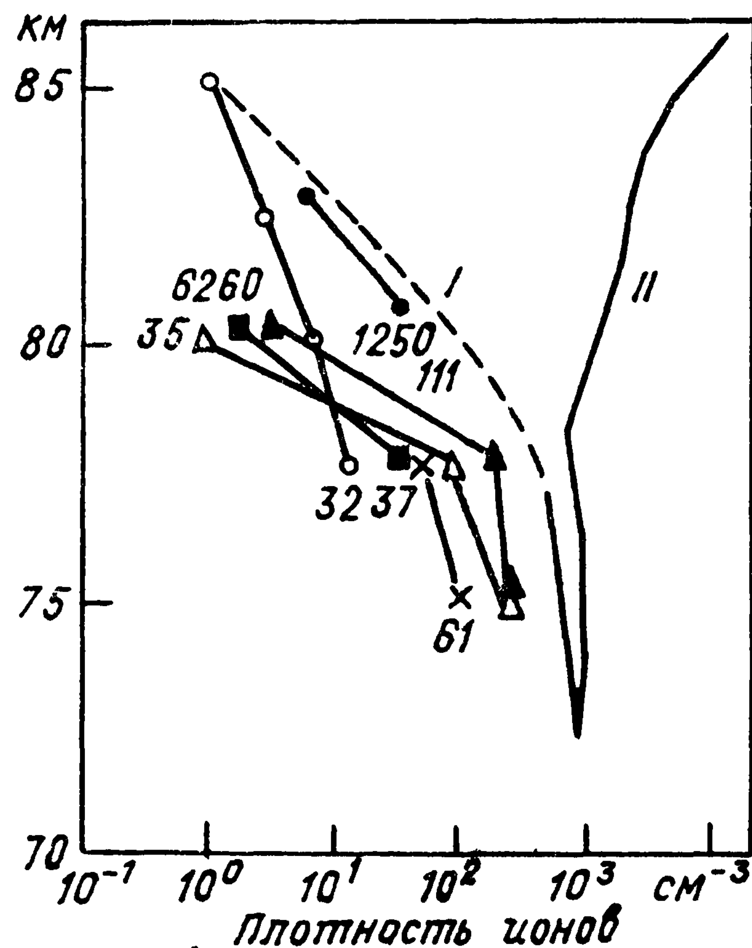


Рис. 15.9.9. Распределение отрицательных ионов по данным ракетного пуска на полигоне Андойя [58].

I — сумма отрицательных ионов, *II* — сумма положительных ионов.

более легкие ионы O_2^-и O^-. Общая концентрация отрицательных ионов быстро уменьшается около высоты 90 км. Подробности измерений состава отрицательных ионов имеются в [54, 112, 114].

Таблица 15.9.9

Коэффициенты скорости диссоциативной рекомбинации

Реакция	Коэффициент, см³/с
$O_2^+ + e$	$2,2 \cdot 10^{-7} (300/T)$
$NO^+ + e$	$4,1 \cdot 10^{-7} (300/T)^{1,5}$
$N_2^+ + e$	$3,0 \cdot 10^{-7} (300/T)$
$O^+ \cdot H_2O + e$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$NO^+ \cdot N_2 + e$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$NO^+ \cdot CO_2 + e$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$NO^+ \cdot H_2O + e$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$NO^+ (H_2O)_2 + e$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$NO^+ (H_2O)_3 + e$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$NO^+ (H_2O) \cdot O_2 + e$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$H^+ (H_2O) + e$	$1,3 \cdot 10^{-6} (300/T)^{0,5}$
$H^+ (H_2O)_2 + e$	$3,1 \cdot 10^{-6} (300/T)^{0,5}$
$H^+ (H_2O)_3 + e$	$5,1 \cdot 10^{-6} (300/T)^{0,5}$
$H^+ (H_2O) \cdot OH + e$	$1,0 \cdot 10^{-6}$

Отрицательные ионы образуются в процессах прилипания электронов и преобразуются в последующих *реакциях*. Первичный отрицательный ион O_2^- трансформируется через цепочку реакций, еще не вполне понятых, в стабильные ионы NO_3^-, CO_3^- или HCO_3^-. Соотношение между ионами NO_3^- и CO_3^- зависит от содержания NO и поэтому сильно изменчиво, поскольку содержание NO само сильно зависит

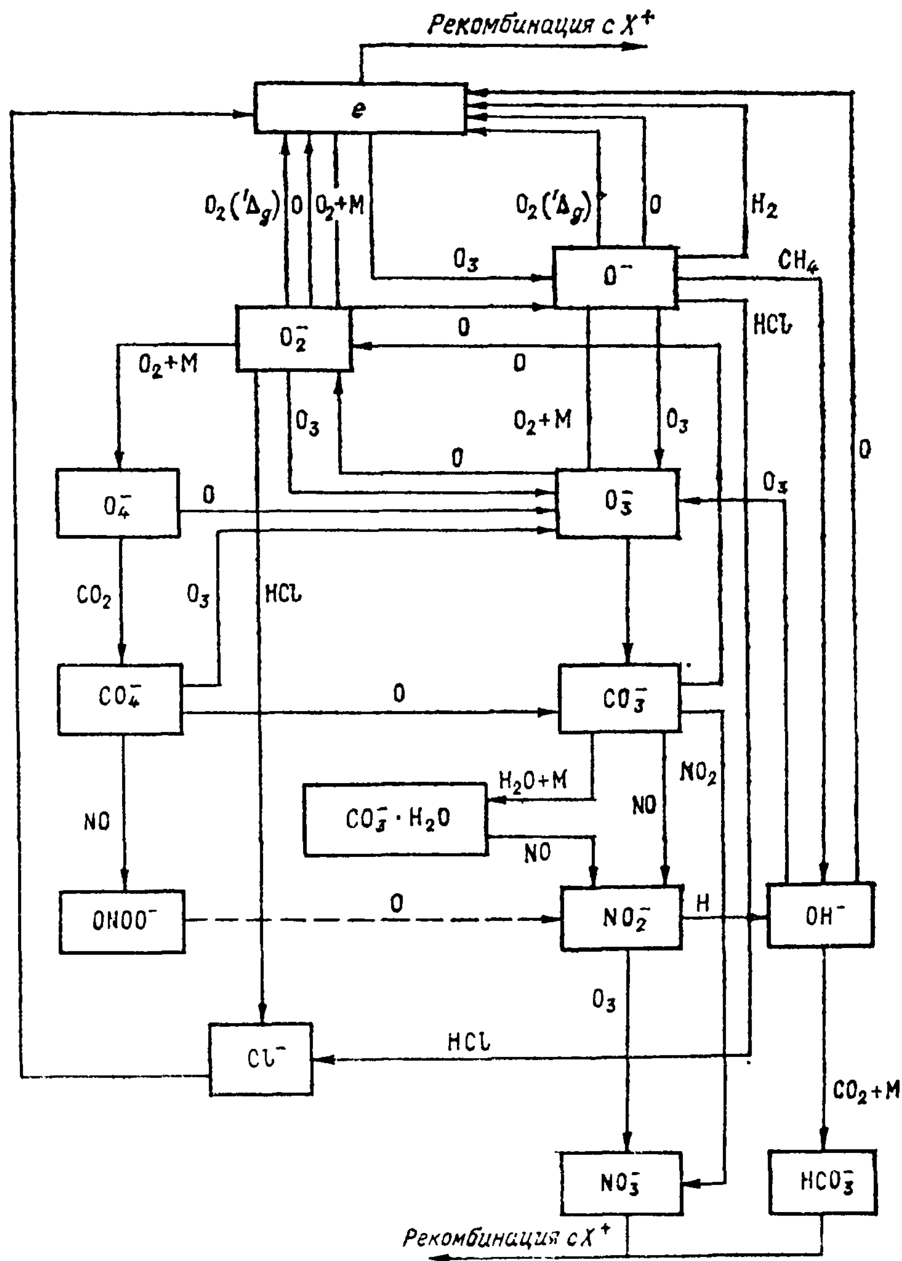


Рис. 15.9.10. Схема реакций отрицательных ионов в области D [5].

от динамических условий. Отношение NO_3^- к CO_3^- должно значительно убывать ночью, когда NO превращается в NO_2. На содержание тех или иных ионов оказывают влияние процессы фотоотлипания электронов, фотодиссоциации, рекомбинации с положительными ионами. На рис. 15.9.10 приводится схема реакций отрицательных ионов в области D. Для скорости взаимной нейтрализации положительных и отрицательных ионов была указана приближенная формула. В табл. 15.9.10 даны скорости процессов фотоотлипания и

Таблица 15.9.10

Скорости процессов фотоотлипания и фотодиссоциации [138]

Процесс	Скорость, с⁻¹
$O^- + h\nu \rightarrow e + O$	1,4
$O_2^- + h\nu \rightarrow e + O_2$	0,38
$O_3^- + h\nu \rightarrow e + O_3$	$4,7 \cdot 10^{-2}$
$OH^- + h\nu \rightarrow e + OH$	1,1
$CO_3^- + h\nu \rightarrow e + CO_3$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
$NO_2^- + h\nu \rightarrow e + NO_2$	$8,0 \cdot 10^{-4}$
$NO_3^- + h\nu \rightarrow e + NO_3$	$5,2 \cdot 10^{-2}$
$O_3^- + h\nu \rightarrow O^- + O_2$	0,47
$O_4^- + h\nu \rightarrow O_2^- + O_2$	0,24
$CO_3^- + h\nu \rightarrow O^- + CO_2$	0,15
$CO_4^- + h\nu \rightarrow O_2^- + CO_2$	$6,2 \cdot 10^{-3}$

Таблица 15.9.11

Константы скоростей отрицательных ионов в области D [62, 138]

Реакция	Константа скорости
$e + O_2 + N_2 \rightarrow O_2^- + N_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-31}$
$e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$	$4{,}0 \cdot 10^{-30} \exp(-193/T)$
$e + O_3 \rightarrow O^- + O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-11}$
$O^- + H_2 \rightarrow e + H_2O$	$5{,}8 \cdot 10^{-10}$
$O^- + O \rightarrow e + O_2$	$1{,}9 \cdot 10^{-10}$
$O^- + H_2O \rightarrow OH^- + OH$	$6{,}0 \cdot 10^{-13}$
$O^- + O_2(^1\Delta_g) \rightarrow e + O_3$	$3{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O$	$8{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O^- + NO_2 \rightarrow NO_2 + O$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$
$O^- + O_2 + O_2 \rightarrow O_3^- + O_2$	$2{,}0 \cdot 10^{-30}$
$O^- + CO_2 + M \rightarrow CO_3^- + M$	$2{,}0 \cdot 10^{-28}$
$O^- + CH_4 \rightarrow OH^- + CH_3$	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_2 + O \rightarrow e + O_3$	$1{,}5 \cdot 10^{-10}$
$O_2^- + O \rightarrow O^- + O_2$	$1{,}5 \cdot 10^{-10}$
$O_2^- + O_2(^1\Delta_g) \rightarrow e + 2O_2$	$2{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_2^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O_2$	$6{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_2^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + O_2$	$7{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_2^- + O_2 + M \rightarrow O_4^- + M$	$3{,}4 \cdot 10^{-31}$
$O_2^- + CO_2 + M \rightarrow CO_4^- + M$	$4{,}7 \cdot 10^{-29}$
$O_2^- + H \rightarrow e + HO_2$	$1{,}4 \cdot 10^{-9}$
$O_2^- + H_2O + M \rightarrow O_2^- \cdot H_2O + M$	$2{,}2 \cdot 10^{-28}$
$O_2^- \cdot H_2O + CO_2 \rightarrow CO_4^- + H_2O$	$5{,}8 \cdot 10^{-10}$
$O_2^- \cdot H_2O + NO \rightarrow NO_3^- + H_2O$	$2{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_3^- + H \rightarrow OH^- + O_2$	$8{,}4 \cdot 10^{-10}$
$O_3^- + O \rightarrow e + 2O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_3^- + O \rightarrow O_2^- + O_2$	$2{,}5 \cdot 10^{-10}$
$O_3^- + O_3 \rightarrow e + 3O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_3^- + CO_2 \rightarrow CO_3^- + O_2$	$5{,}5 \cdot 10^{-10}$
$O_3^- + NO \rightarrow NO_3^- + O$	$2{,}6 \cdot 10^{-12}$
$O_3^- + NO_2 \rightarrow NO_3^- + O_2$	$2{,}8 \cdot 10^{-10}$
$O_4^- + O \rightarrow O_3^- + O_2$	$4{,}0 \cdot 10^{-10}$
$O_4^- + CO_2 \rightarrow CO_4^- + O_2$	$4{,}3 \cdot 10^{-10}$
$O_4^- + NO \rightarrow O_2^- \cdot NO + O_2$	$2{,}5 \cdot 10^{-10}$
$O_4^- + H_2O \rightarrow O_2^- \cdot H_2O + O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$
$OH^- + H \rightarrow e + H_2O$	$1{,}4 \cdot 10^{-9}$
$OH^- + O \rightarrow e + HO_2$	$2{,}0 \cdot 10^{-10}$
$OH^- + O_3 \rightarrow O_3^- + OH$	$9{,}0 \cdot 10^{-10}$
$OH^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + OH$	$1{,}1 \cdot 10^{-9}$
$OH^- + CO_2 + M \rightarrow HCO_3^- + M$	$7{,}6 \cdot 10^{-28}$
$CO_3^- + H \rightarrow OH^- + CO_2$	$1{,}7 \cdot 10^{-10}$
$CO_3^- + O \rightarrow O_2^- + CO_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$
$CO_3^- + O_2 \rightarrow O_3^- + CO_2$	$6{,}0 \cdot 10^{-15}$
$CO_3^- + NO \rightarrow NO_2^- + CO_2$	$1{,}1 \cdot 10^{-11}$
$CO_3^- + NO_2 \rightarrow NO_3^- + CO_2$	$2{,}0 \cdot 10^{-10}$
$CO_4^- + H \rightarrow CO_3^- + OH$	$2{,}2 \cdot 10^{-10}$
$CO_4^- + O \rightarrow CO_3^- + O_2$	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$
$CO_4^- + O_3 \rightarrow O_3^- + CO_2 + O_2$	$1{,}3 \cdot 10^{-10}$
$CO_4^- + NO \rightarrow O_2^- \cdot NO + CO_2$	$4{,}8 \cdot 10^{-11}$
$CO_4^- + H_2O \rightarrow O_2^- \cdot H_2O + CO_2$	$2{,}5 \cdot 10^{-10}$
$NO_2^- + H \rightarrow OH^- + NO$	$3{,}0 \cdot 10^{-10}$
$NO_2^- + O_3 \rightarrow NO_3^- + O_2$	$1{,}2 \cdot 10^{-10}$
$NO_2^- + NO_2 \rightarrow NO_3^- + NO$	$2{,}0 \cdot 10^{-13}$
$NO_3^- + O \rightarrow NO_2^- + 2O_2$	$\leqslant 10^{-11}$
$NO_3^- + O_3 \rightarrow NO_2^- + OH$	$1{,}0 \cdot 10^{-13}$
$O_2^- \cdot NO + H \rightarrow NO_2^- + OH$	$7{,}2 \cdot 10^{-10}$
$O_2^- \cdot NO + CO_2 \rightarrow CO_3^- + NO_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-11}$
$O_2^- \cdot NO + NO \rightarrow NO_2^- + NO_2$	$1{,}5 \cdot 10^{-11}$

фотодиссоциации. В табл. 15.9.11 приводятся константы скоростей реакций отрицательных ионов в области D. Некоторые из реакций протекают в стратосфере и уже приводились в табл. 15.9.6. Здесь они повторены, чтобы схема реакций в области D была полной. На основе имеющихся данных о реакциях положительных и отрицательных ионов в стратосфере и области D возможно построение теоретических моделей распределения ионов. Принцип построения моделей тот же, что и для нейтральных малых составляющих. Строится система уравнений баланса для каждой ионной составляющей с учетом всех реакций источников и стоков для нее. Поскольку характерные времена процессов малы по сравнению с характерными временами переноса, ионы, как правило, считаются находящимися в фотохимическом равновесии и перенос за счет диффузии и циркуляции не учитывается. Примерами одних из последних моделей состава ионов в стратосфере и области D могут служить работы [62, 63, 94, 138]. Рассчитанные распределения обычно удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Однако химия ионов в области D и особенно в стратосфере понята не до конца. В частности, для некоторых констант скоростей в стратосфере взяты предполагаемые значения.

15.10. СВОБОДНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В МЕЗОСФЕРЕ (ОБЛАСТЬ D)

Концентрация электронного компонента в мезосфере значительна (10^1—10^4 см^3) на высоте более 50 км, образуя область D ионосферы. Хотя эти концентрации малы по сравнению с таковыми в вышележащих атмосферных областях E и F, область D оказывает влияние на распространение радиоволн в широком диапазоне частот. За счет высокой плотности нейтральной среды на этих высотах велика частота соударений электронов с нейтралами, определяющая поглощение в КВ- и СВ-диапазонах. Для радиоволн ДВ- и СДВ-диапазонов область D является отражающей, и пространственно-временнóе распределение концентрации электронов определяет сложные амплитудные и фазовые эффекты при их распространении. Таким образом, необходимость правильного описания пространственно-временнóго

распределения электронов в мезосфере определяется потребностями радиосвязи, радионавигации. Кроме того, закономерности изменчивости электронной концентрации в значительной степени, а в отдельных условиях и в определяющей, зависят от параметров нейтральной атмосферы (термического и динамического режимов, концентраций малых составляющих O, O_3, NO, H_2O). С учетом дефицита информации об этих малых компонентах данные об электронной концентрации могут использоваться для косвенной оценки их распределений и изменчивости.

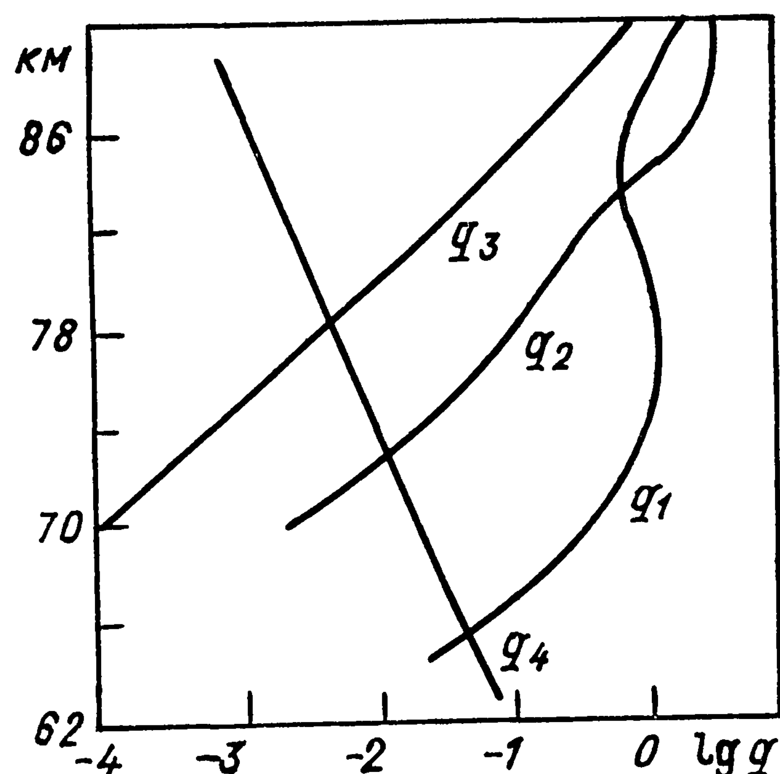


Рис. 15.10.1. Составляющие функции ионообразования в области D [138].

Источниками свободных электронов в области D являются процессы ионизации коротковолновым солнечным излучением (ультрафиолетовым и рентгеновским) и энергичными корпускулами; стоками являются процессы рекомбинации с положительными ионами (с первичными или образовавшимися из первичных путем ионно-молекулярных реакций) и процесс прилипания электронов к нейтральным частицам с образованием отрицательных электронов.

Уравнение баланса ионизации для области D записывается в виде

$$q = \alpha_{эфф} n_e^2, \qquad (15.10.1)$$

где q — скорость ионизации,

$$q = nI, \qquad (15.10.2)$$

$\alpha_{эфф}$ — эффективный коэффициент рекомбинации,

$$\alpha_{эфф} = (1 + \lambda)(\bar{\alpha}^* + \lambda \alpha_{вз}). \qquad (15.10.3)$$

Здесь n_e — концентрация электронов, n — концентрация ионизируемых нейтральных частиц, I — коэффициент ионизации, $\bar{\alpha}^*$ — константа скорости диссоциативной рекомбинации электронов и положительных ионов, $\bar{\alpha}_{вз}$ — константа скорости взаимной нейтрализации положительных и отрицательных ионов, $\lambda = n_i/n_e$ — отношение концентраций отрицательных ионов и электронов; $\bar{\alpha}^*$ и $\bar{\alpha}_{вз}$ усредняются по всем типам участвующих в реакциях ионов.

Функция ионообразования q имеет несколько составляющих соответствующих различным источникам ионизации:

q_1 — ионизация молекул оксида азота NO прямым солнечным излучением в линии L_α (121,6 нм);

q_2 — ионизация возбужденных молекул $O_2(^1\Delta_g)$ излучением в диапазоне 102,7—111,8 нм;

q_3 — ионизация молекул N_2 и O_2 солнечным рентгеновским излучением (<10 нм);

q_4 — ионизация N_2 и O_2 галактическими космическими лучами;

q_5 — ионизация N_2 и O_2 энергичными корпускулами.

Вид высотных профилей q_1 — q_4 в дневной области D в отсутствие возмущений приведен на рис. 15.10.1 [137]. Видно, что днем в спокойных условиях на высоте 65—85 км преобладает источник q_1; ниже уровня 65 км преобладающим становится q_4. Ситуация меняется во время солнечных вспышек: q_3 возрастает на 1—2 порядка величины, становясь основным источником ионизации.

На рис. 15.10.1 не показана составляющая q_5, поскольку ее высотный профиль в каждом конкретном случае зависит от энергетического спектра частиц и меняется в широких пределах. В дневной среднеширотной ионосфере этот источник относительно мал, но имеет определяющее значение в высоких широтах в периоды аврорального поглощения, поглощения в полярной шапке, вторжений релятивистских частиц. Ответственными за ионизацию на высотах области D частицами являются протоны с энергией в десятки МэВ и электроны с энергией десятки — сотни кэВ.

В ночной среднеширотной области D действует поток L_α, рассеянный геокороной совместно с электронами с энергией более 40 кэВ. Ночью в высоких широтах определяющим всегда является источник q_5.

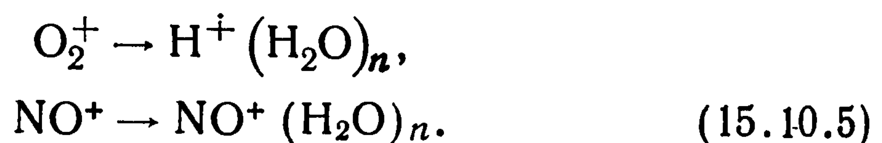
Расчеты q связаны с определенными допущениями относительно концентраций ионизируемых компонентов и потоков ионизирующих излучений и их зависимости от солнечной и геомагнитной активности. Особенно велика погрешность определения q_1 из-за ограниченных данных о n_{NO} и ее сильной изменчивости, а в определении q_5 — в случае отсутствия измерений энергетического спектра частиц и q_3 из-за необходимости учета эффектов вторичной ионизации образующимися фотоэлектронами и распределения энергии жесткого рентгеновского излучения по спектру.

Процессы потерь свободных электронов определяются ионным и нейтральным составом атмосферы. С этой точки зрения принято отдельно рассматривать верхнюю и нижнюю часть области D, условно разделяемые высотой, где $\lambda \sim 1$.

В верхней части $\lambda \ll 1$ и выражение (15.10.3) принимает вид

$$\alpha_{эфф} = \bar{\alpha}^*. \qquad (15.10.4)$$

Основные ионные компоненты верхней области D — это первичные ионы NO^+ и O_2^+ (первичный ион N_2^+ быстро преобразуется в два указанные) и так называемые ионы-связки Cb^+, образующиеся путем преобразования и гидратации на основе первичных ионов:



$$O_2^+ \to H^+(H_2O)_n,$$
$$NO^+ \to NO^+(H_2O)_n. \qquad (15.10.5)$$

Первичные ионы и связки имеют сильно различающиеся коэффициенты рекомбинации:

$$\alpha^*(NO^+) \sim 4{,}5 \cdot 10^{-7}\ см^3/с,$$
$$\alpha^*(O_2^+) \sim 2{,}2 \cdot 10^{-7}\ см^3/с,$$
$$\alpha^*(Cb^+) \sim 2 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}\ см^3/с \qquad (15.10.6)$$

в зависимости от типа Cb^+.

Для определения $\alpha_{эфф}$ необходимо знать состав и концентрацию всех участвующих в рекомбинации ионов. С этой целью могут быть использованы детальные схемы фотохимических преобразований, когда делается попытка численного воспроизведения обоих каналов образования ионов-связок. Этот путь труден тем, что цепочки преобразований включают в себя многочисленные реакции с участием малых составляющих атмосферы. Детальные схемы преобразования положительных ионов включают в себя около 50 реакций, эффективность большинства которых плохо известна [15].

Альтернативой детальным схемам являются упрощенные схемы, концепция использования которых развита в работах [7, 8, 110]. Здесь вводятся понятия обобщающих параметров ионного состава:

$$\varphi^+ = \frac{n_{NO^+}}{n_{O_2^+}}, \qquad (15.10.7)$$

$$f^+ = \frac{n_{Cb^+}}{n_{NO^+} + n_{O_2^+}}. \qquad (15.10.8)$$

Выражение для $\bar{\alpha}^*$ при этом имеет вид

$$\bar{\alpha}^* = \frac{\bar{\alpha}^*(NO^+,\ O_2^+) + f^+ \bar{\alpha}^*(Cb^+)}{1 + f^+}, \qquad (15.10.9)$$

где $\bar{\alpha}^*(NO^+,\ O_2^+)$ — средний коэффициент рекомбинации первичных ионов, определяемый как

$$\bar{\alpha}^*(NO^+,\ O_2^+) = \frac{\alpha^*(O_2^+) + \varphi^+ \alpha^*(NO^+)}{1 + \varphi^+}, \qquad (15.10.10)$$

$\alpha^*(Cb^+)$ — средний коэффициент рекомбинации ионов-связок. Он определяется на базе предположения о существовании двух типов связок Cb_1^+ и Cb_2^+, причем Cb_1^+ образуются не-

посредственно из NO^+ и O_2^+, а Cb_2^+ являются производными от Cb_1^+

$$\bar{\alpha}^* (Cb^+) = \frac{\alpha^* (Cb_1^+) + \beta/n_e}{1 + \beta/\alpha^* (Cb_2^+)\, n_e}. \qquad (15.10.11)$$

В нижней части области D в значительном количестве присутствуют отрицательные ионы ($\lambda > 1$) и выражение для $\alpha_{эфф}$ справедливо в полном виде (15.11.3). Основные вариации $\alpha_{эфф}$ определяются именно изменениями λ. Детальная схема преобразований отрицательных ионов содержит более 70 реакций, определенных значительно хуже, чем в случае положительных ионов [15]. Упрощенная схема процессов в нижней части области D включает две основные ступени. Первая из них — образование путем прилипания иона O_2^-, затем последовательно ионов O_3^-, CO_3^- и быстрое отлипание электронов от указанных ионов в реакциях с атомарным кислородом O. Цепочка этих реакций имеет замкнутую кольцеобразную структуру, входящие в нее ионы называются «ионами кольца» и находятся в равновесии с электронами. Одновременно из CO_3^- могут образовываться, с участием NO и O_3, стабильные ионы NO_2^- и NO_3^-, имеющие большое время жизни и определяющие значение параметра λ. Таким образом, скорость перекачки первичных ионов O_2^- в стабильные ионы зависит от соотношений между концентрациями O, O_3, NO.

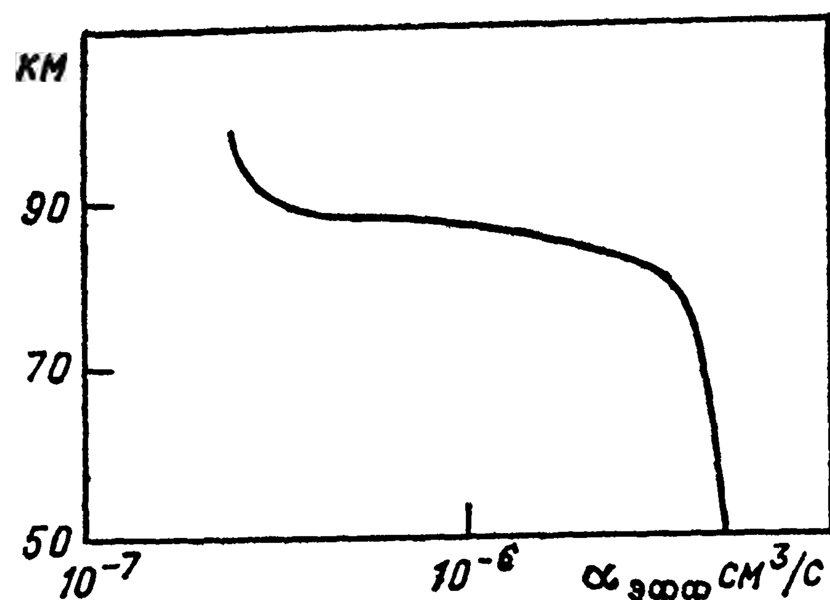


Рис. 15.10.2. Вертикальный профиль эффективного коэффициента рекомбинации в области D.

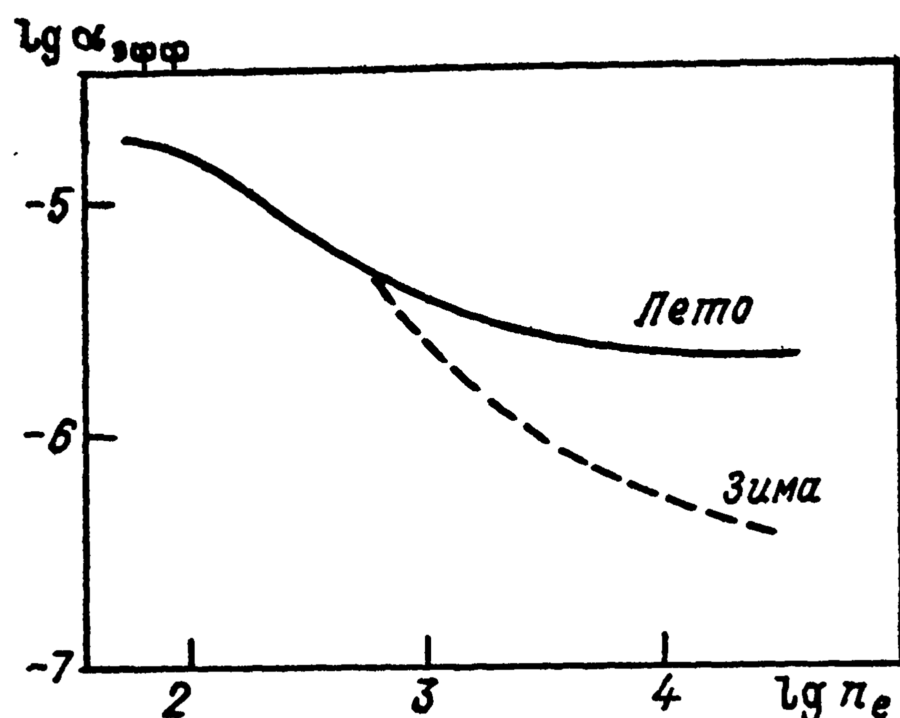


Рис. 15.10.3. Зависимость эффективного коэффициента рекомбинации на высоте 30 км от электронной концентрации n_e и сезона.

Имеются экспериментальные свидетельства существования в нижней части области D гидратных отрицательных ионов-связок, однако информация о них очень ограничена.

Параметр f^+ имеет сезонный ход с максимумом летом и минимумом зимой. Он также имеет обратную зависимость от интенсивности ионизации (от q и n_e). Характерная высота, на которой $f^+ = 1$, летом в высоких и средних широтах составляет 87 и 82 км соответственно и уменьшается до примерно 75 км в периоды зимней аномалии и до примерно 73 км во время ППШ. На рис. 15.10.2 приведен вертикальный профиль $\alpha_{эфф}$, а на рис. 15.10.3 — его зависимость от n_e и сезона.

Надежных данных о высоте уровня, где $\lambda = 1$, не имеется. Наиболее вероятно, что днем он располагается на высоте 60—70 км, а ночью еще выше.

Пример упрощенной фотохимической схемы преобразований положительных и отрицательных ионов, численно реализованный в работе [29], приведен на рис. 15.10.4. Примеры реализации детальных схем можно найти в работах [15, 69, 139].

Представляет интерес оценить способность указанных схем и созданных на их основе численных моделей к воспроизведению реальных условий (экспериментально измеренных профилей $n_e(h)$). Большинство имеющихся моделей не подвергалось проверке на сколько-нибудь значительном массиве экспериментальных данных. Исключением является работа [29], в которой осуществлен анализ статистического параметра

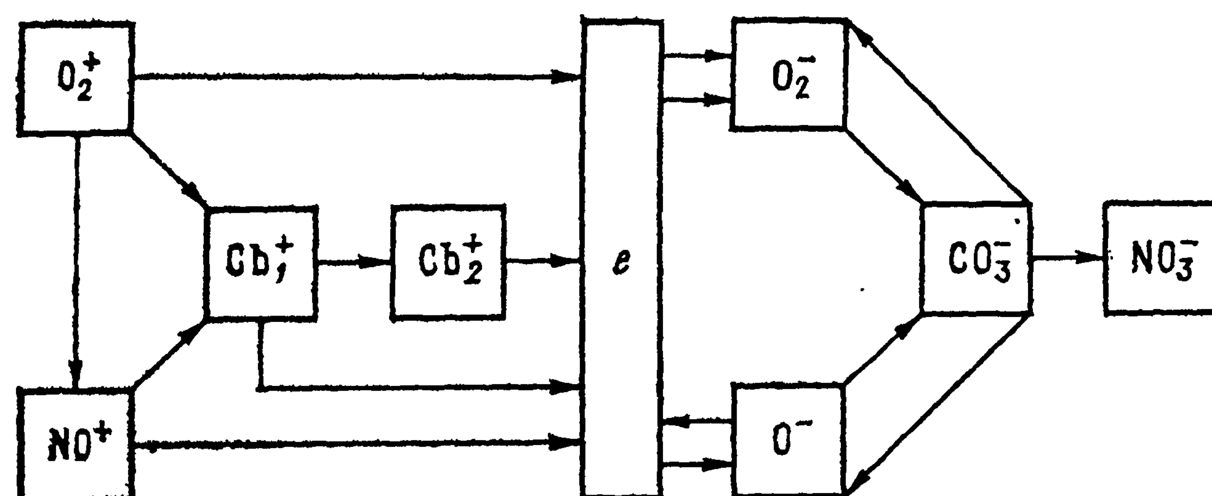


Рис. 15.10.4. Упрощенная схема процессов в области D с участием положительных и отрицательных ионов.

$$\bar{D} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \left| \ln \frac{n_{eiэ}}{n_{eiм}} \right|}{k}, \qquad (15.10.12)$$

где $n_{eiэ}$ — экспериментальное значение n_e; $n_{eiм}$ — расчетное n_e для условий, в которых получено $n_{eiэ}$; k — число случаев (изменялось от 100 на высоте 60 км до 450 на высоте 80 км).

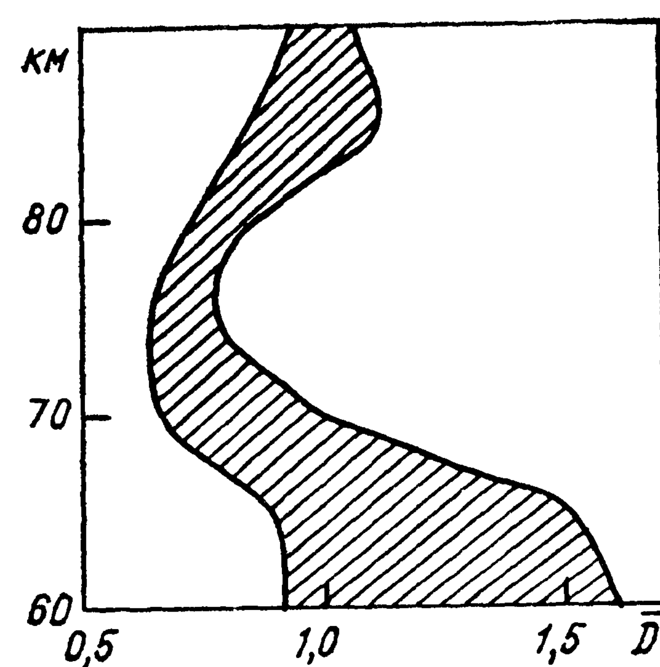


Рис. 15.10.5. К статистической оценке воспроизводимости численной моделью из [8] реальных профилей электронной концентрации.

Результаты расчетов представлены на рис. 15.10.5 в виде заштрихованной зоны. Положение ее относительно оси абсцисс отражает соответствие в среднем расчетных данных экспериментальным; ширина зоны отражает неопределенность самого расчета за счет допустимых вариаций отдельных параметров фотохимической схемы (например, выбор концентраций NO, H_2O с учетом существующих представлений об их высотном распределении, неопределенность в задании температуры и т. д.).

Из рисунка видно, что модель описывает экспериментальные данные с точностью не лучше фактора 2—3. По-видимому, это характерно для любой численной модели, поскольку в их основу закладываются одни и те же принципы и исходные данные.

Кроме численных (теоретических) моделей $n_e(h)$ создан ряд эмпирических моделей, основанных на систематизации и классификации имеющихся экспериментальных данных и выведении закономерностей изменений n_e от ряда факторов. Наиболее полными эмпирическими моделями являются модели, приведенные в работах [3, 30, 91, 108].

Качество эмпирических моделей зависит от положенной в их основу информационной базы данных об $n_e(h)$. Наиболее полными базами данных являются [108] — около 700 профилей $n_e(h)$ и [13]. Однако эти базы включают в себя разнородные массивы данных, полученные различными методами: ракетными (зонды различных типов, методы фарадеевского вращения и дифференциального поглощения) — около 30 %; методом частичного отражения радиоволн — около 40 %; методом кросс-модуляции — около 20 %, СДВ-методом — около 10 %.

Систематизация данных в модели Макнамары [108] проведена в предположении, что n_e на всех высотах области D может быть представлена в виде линейной функции зенитного угла Солнца, широты, солнечной активности, сезона, геомагнитной активности. Найдены коэффициенты разложения указанной функции путем минимизации стандартного отклонения всего набора данных [108].

Модель IRI-79 [91] использует только ракетные данные в невозмущенных условиях. Профиль $n_e(h)$ представляется полиномом 3-й степени, центрированным в точке перегиба

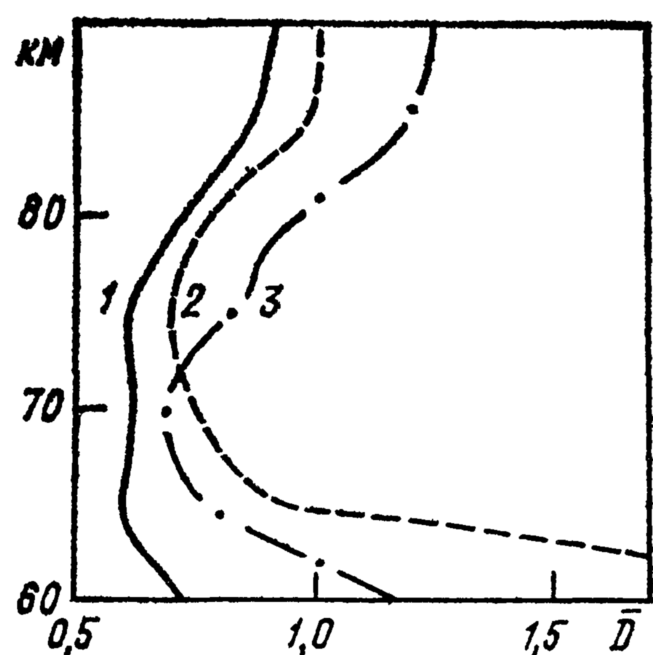


Рис. 15.10.6. К статистической оценке воспроизводимости эмпирическими моделями реальных профилей электронной концентрации (1—3).

профиля, NMD, высота которой изменяется от 81 км днем до 88 км ночью

$$n_e = NMD \exp\left[FP_1x + FP_2x^2 + FP_3x^3\right], \quad (15.10.13)$$

где NMD — концентрация в точке перегиба,

$$x = h - h\,(NMD),$$

FP_1—FP_3 найдены из экспериментальных профилей.

Некоторое развитие модель из [91] получила в модели ИЭМ [30], в которую введена корректировка для зимы.

Модель НИРФИ [3] построена для спокойной среднеширотной дневной ионосферы. Входными параметрами являются зенитный угол Солнца, уровень солнечной активности и сезон. Явление зимней аномалии в модели не учитывается. Профили $n_e(h)$ представляются в виде

$$n_e(h) = n_{e0}(h) \cos^{m(h)} \chi \times$$

$$\times \left[1 + k(h) \cos\left(\frac{l - 91}{365} \cdot 360\right)\right] l^{\alpha(h)R}, \quad (15.10.14)$$

где R — относительное число солнечных пятен, l — номер дня в году, n_{e0} — табулированные значения n_e при $\chi = 0$, $m, k, \alpha(h)$ — функции, учитывающие влияние χ, l, R соответственно.

Модель из [1] построена только по данным СДВ-измерений. Ее отличительной особенностью является описание нижней части области D (50—60 км).

Методическая разнородность используемых при эмпирическом моделировании данных определяет большие различия модельных профилей и данных индивидуальных измерений. Это показано на рис. 15.10.6, на котором приведены рассчитанные в [29] значения параметра $\bar{D}$ (15.10.12) для моделей из работ [3, 91, 108] при воспроизведении ими экспериментальных профилей спокойной среднеширотной ионосферы. Рассогласование данных составляет фактор 2—3 и более.

В связи с этим в последние годы предпринимаются усилия по созданию новой информационной базы данных. Измерения проводятся с помощью аппаратуры единого типа при регулярном ракетном зондировании атмосферы [22—26]. К настоящему времени получены результаты около 900 измерений $n_e(h)$ в экваториальных средних и высоких широтах. Хотя формальная модель $n_e(h)$ на основе этих данных еще не создана, результаты частных обобщений будут использованы в дальнейшем изложении. Существенно отметить, что эта информационная база кроме данных об n_e включает одновременно полученные данные о температуре, давлении, плотности атмосферы и ветра примерно до высоты 75—80 км, что открывает принципиально новые возможности исследования метеорологического контроля области D.

Рассмотрим некоторые закономерности структуры и изменчивости n_e в области D. Типичный летний среднеширотный профиль $n_e(h)$ при $\chi = 78°$ приведен на кривой 1

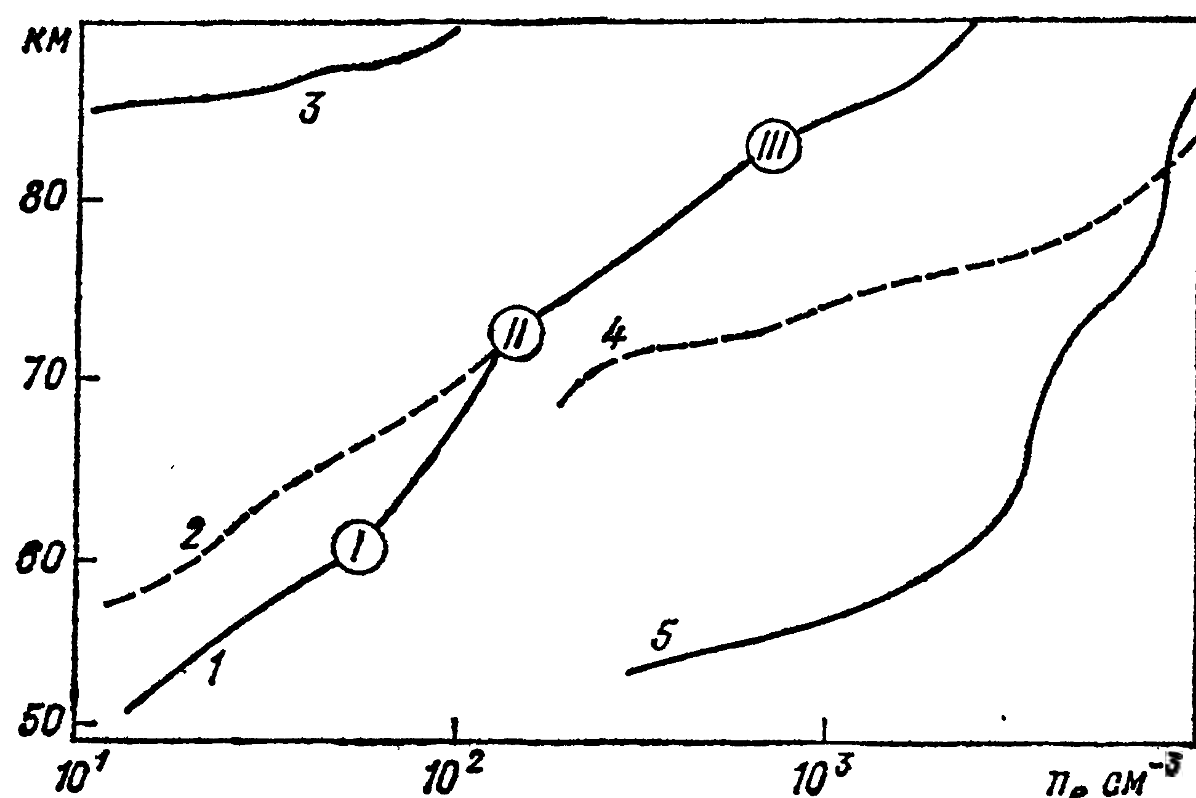


Рис. 15.10.7. Типичные вертикальные распределения электронной концентрации в области D [1].

1 — средние широты, лето, $\chi=78°$; *2* — низкие широты, $\chi=78°$; *3* — средние и низкие широты, ночь; *4* — высокие широты, АП; *5* — высокие широты, ППШ.

рис. 15.10.7 [1]. Электронная концентрация возрастает с высотой немонотонно: на профиле имеются характерные точки перегибов I, II, III. Закономерности изменчивости высоты этих точек и электронной концентрации в них исследованы в работе [26].

В низких широтах профиль на высоте более 70 км подобен среднеширотному, однако в нижней части области D n_e меньше примерно в 2 раза за счет зависимости источника q_4 от геомагнитной широты (кривая 2 на рис. 15.10.7).

В ночное время в спокойных условиях n_e присутствует в заметных количествах в средних и низких широтах только на высоте более 85—87 км (кривая 3 на рис. 15.10.7).

В высоких широтах даже в спокойных условиях n_e, как правило, систематически больше на всех высотах, чем в среднеширотных профилях. Индивидуальные особенности высокоширотных профилей разнообразны и зависят от распределения энергии источника q_5 по спектру и от зоны, в которой производятся измерения (полярная шапка, приполюсная диффузная зона, авроральный овал, субавроральная область). В периоды аврорального поглощения n_e сильно возрастает преимущественно на высоте 70—80 км как днем, так и ночью (кривая 4 на рис. 15.10.7). Особенностью ППШ (кривая 5) является резкий рост n_e на малых высотах (50—65 км) [10].

С увеличением солнечной активности, достаточными критериями которой служат относительное число солнечных пятен R или поток радиоизлучения Солнца с длиной волны 10,7 см, n_e в средних широтах возрастает выше уровня 65 км и уменьшается на более низких уровнях, что связано с увеличением q_1 и уменьшением q_4. Модель из [3] включает эту вариацию экспоненциальным сомножителем в выражении (15.10.14), причем

$$\alpha(h) = 0{,}015\left(1 - \frac{11{,}3}{h - 50}\right).$$

Геомагнитные возмущения проявляются заметно в средних широтах — n_e на высоте 80—90 км может возрастать примерно в 2 раза [22]. Критериями геомагнитной актив-

ности при этом могут служить планетарные индексы A_p или 3-часовой индекс K_p. В высоких широтах влияние геомагнитной возмущенности очень сильно́ и меняется в зависимости от характеристик источника q_5. Индексами возмущенности должны служить 15-минутный Q или 3-минутный A_E. Обязательна идентификация принадлежности точки измерений n_e к той или иной характерной зоне полярной области. В средних широтах наблюдается также эффект последействия геомагнитных бурь, когда n_e на высоте 80—85 км может возрастать на 4-е — 5-е сутки после окончания геомагнитного возмущения.

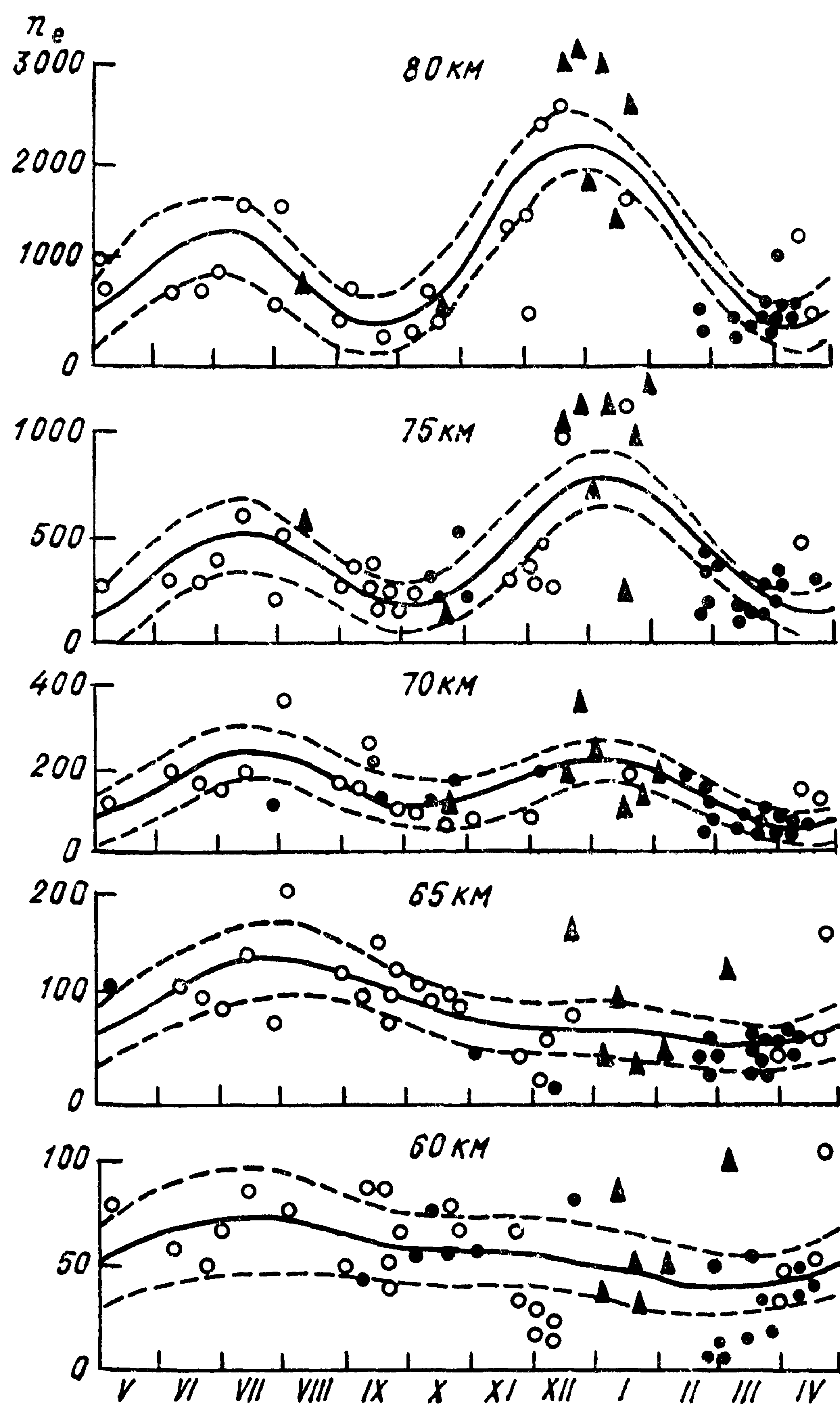


Рис. 15.10.8. Сезонный ход электронной концентрации среднеширотной области D на фиксированных высотах.

Суточная вариация n_e учитывается моделью из [3] приближением $\cos^{m(h)}\chi$, где

$$m(h) = 90 \cos\left(\frac{80-h}{131,2} \cdot 360\right).$$

Особенностью суточного хода в дневных условиях ($\chi<80°$) является асимметрия относительно местного полудня — превышение послеполуденных значений n_e над дополуденными, соответствующее сдвигу кривой $n_e(\chi)$ в сторону запаздывания примерно на 30 мин. Другой особенностью является восходный эффект, когда утром при $\chi \sim 84°$ n_e примерно на высоте 60 км кратковременно возрастает до полуденных значений с последующим уменьшением.

Вопрос правильного описания сезонного хода n_e и внутрисезонных, особенно зимних, вариаций непосредственно связан с проблемой метеорологического контроля области D и с формированием не до конца исследованного явления зимней аномалии (ЗА). Явление ЗА представляет собой систематическое превышение (примерно в 3—4 раза) зимних значений n_e над летними в слое 80—90 км и появление в отдельные дни очень высоких (на 1,5 порядка) значений n_e (соответственно регулярный и эксцессивный компоненты зимней аномалии) [19]. Причинами возникновения зимней аномалии считаются перестройки динамического и термического режимов атмосферы, приводящие к изменению состава:

— увеличение концентрации NO за счет повышенной зимой турбулентности, преимущественно нисходящих вертикальных потоков и выноса NO из авроральной зоны,

— уменьшение скорости образования ионов-связок Cb_I^+ из NO^+ за счет ее обратной температурной зависимости (T^{-n}).

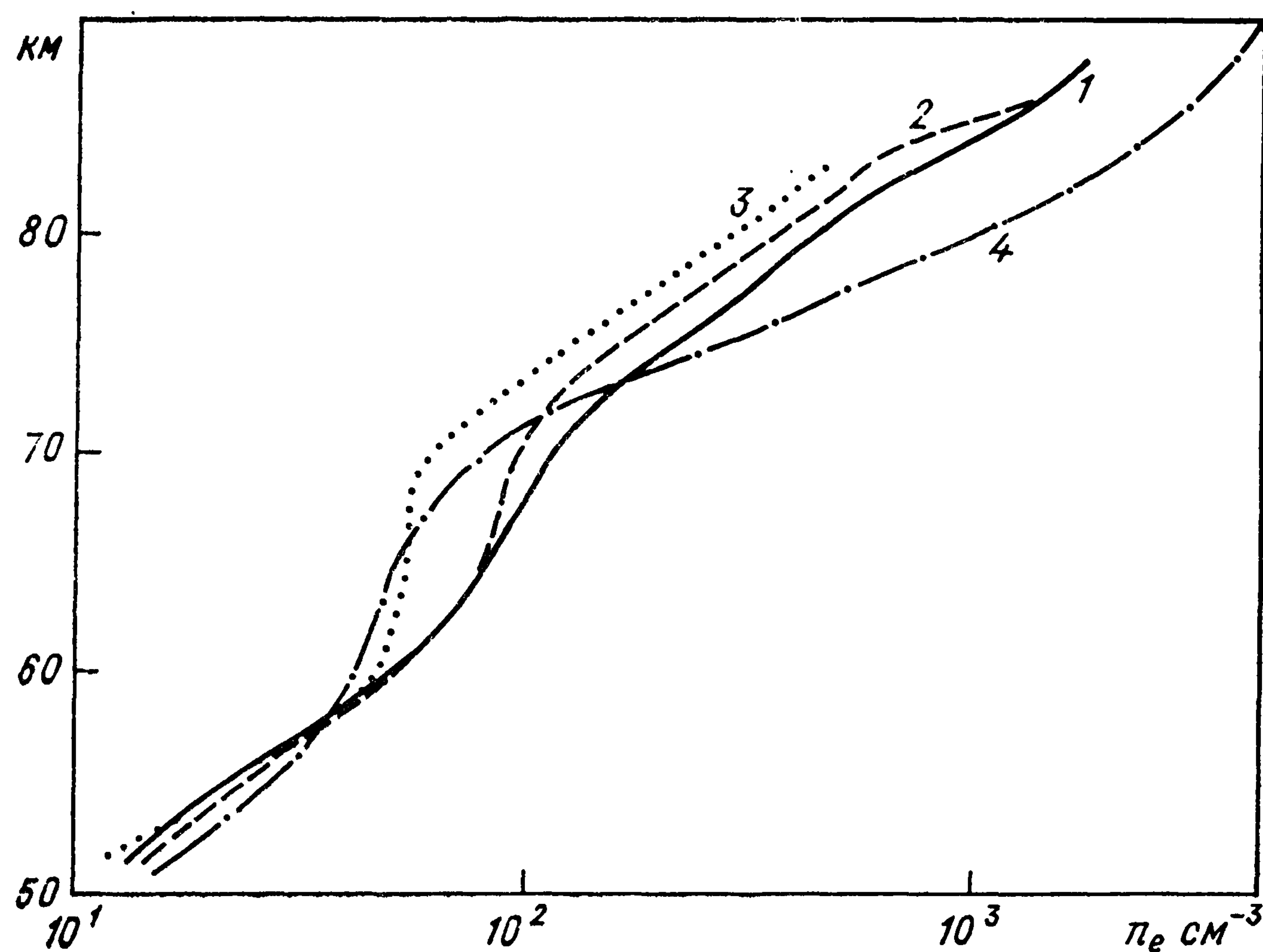


Рис. 15.10.9. Среднеширотные вертикальные распределения электронной концентрации.

1 — лето, *2* — осень, *3* — весна, *4* — зима.

Возможно также влияние вариаций H_2O на концентрацию Cb^+, однако этот вопрос исследован плохо. Указанные факторы сочетаются в различных комбинациях, определяя многообразие явления.

Моделью [108] предлагается увеличение n_e зимой на высоте 80—90 км примерно в 2 раза; ниже уровня 80 км сезонные различия незначительны. В модели из [93] зимняя аномалия учитывается искусственно, путем увеличения *NMD* в 10 раз. Моделью из [3] сезонная вариация ниже уровня 85 км учитывается годовым гармоническим колебанием с максимумом летом и минимумом зимой без учета зимней аномалии. В работе [24] показано, что сезонный ход n_e в средних широтах может быть описан комбинацией годовой и полугодовой гармоники, причем фазы их различны на разных высотах (рис. 15.10.8). Наглядное представление о сезонной трансформации формы профилей n_e дает рис. 15.10.9.

Явление зимней аномалии регистрируется также и в ночной области D. При этом n_e на высоте 80 км в среднем равно $3 \cdot 10^1$ см$^{-3}$, возрастая в отдельные дни до $1,5 \cdot 10^2$ см$^{-3}$. Максимум ночной зимней аномалии, так же как и дневной, наступает в декабре—январе; как правило, зимние аномалии наступают в одни и те же сутки [25].

Вопрос о причинно-следственных связях между изменениями n_e и метеопараметров в настоящее время исследован слабо. Еще не пройден этап поисков достоверных корреляционных связей между ними.

А. И. Репнев признателен Г. М. Мартынкевичу, любезно предоставившему собранные им материалы по составу и химии ионов в средней атмосфере.

Таблица 1

Константы скорости реакций с участием двух частиц [55]

Реакция	A-фактор	$E/R \pm \Delta E/R$	k (298 K)	Фактор неопределенности
		O_x-реакции		
$O + O_2 \xrightarrow{M} O_3$	(см. табл. 2)			
$O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$	$8{,}0 \cdot 10^{-12}$	2060 ± 250	$8{,}0 \cdot 10^{-15}$	1,15
		O ('D)-реакции		
$O(^1D) + N_2O \rightarrow N_2 + O_2$	$4{,}9 \cdot 10^{-11}$	0 ± 100	$4{,}9 \cdot 10^{-11}$	1,3
$\rightarrow NO + NO$	$6{,}7 \cdot 10^{-11}$	0 ± 100	$6{,}7 \cdot 10^{-11}$	1,3
$O(^1D) + H_2O \rightarrow OH + OH$	$2{,}2 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$2{,}2 \cdot 10^{-10}$	1,2
$O(^1D) + CH_4 \rightarrow OH + CH_3$	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	1,2
$\rightarrow H_2 + CH_2O$	$1{,}4 \cdot 10^{-11}$	0 ± 100	$1{,}4 \cdot 10^{-11}$	1,2
$O(^1D) + H_2 \rightarrow OH + H$	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$	1,2
$O(^1D) + N_2 \rightarrow O + N_2$	$1{,}8 \cdot 10^{-11}$	$-(107 \pm 100)$	$2{,}6 \cdot 10^{-11}$	1,2
$O(^1D) + N_2 \xrightarrow{M} N_2O$	(см. табл. 2)			
$O(^1D) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$3{,}2 \cdot 10^{-11}$	$-(67 \pm 100)$	$4{,}0 \cdot 10^{-11}$	1,2
$O(^1D) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$	$1{,}2 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$1{,}2 \cdot 10^{-10}$	1,3
$\rightarrow O_2 + O + O$	$1{,}2 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$1{,}2 \cdot 10^{-10}$	1,3
$O(D') + HCl \rightarrow$ продукты	$1{,}5 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$1{,}5 \cdot 10^{-10}$	1,2
$O(D') + CCl_4 \rightarrow$ продукты	$3{,}3 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$3{,}3 \cdot 10^{-10}$	1,2
$O(D') + CFCl_3 \rightarrow$ продукты	$2{,}3 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$2{,}3 \cdot 10^{-10}$	1,2
$O(D') + CF_2Cl_2 \rightarrow$ продукты	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	1,3
$O(D') + CF_4 \rightarrow CF_4 + O$	$1{,}8 \cdot 10^{-13}$	0 ± 100	$1{,}8 \cdot 10^{-13}$	2,0
$O(D')\ CCl_2O \rightarrow$ продукты	$3{,}6 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$3{,}6 \cdot 10^{-13}$	2,0
$O(D') + CFClO \rightarrow$ продукты	$1{,}9 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$1{,}9 \cdot 10^{-10}$	2,0
$O(^1D) + CF_2O \rightarrow$ продукты	$7{,}4 \cdot 10^{-11}$	0 ± 100	$7{,}4 \cdot 10^{-11}$	2,0
$O(^1D) + NH_3 \rightarrow OH + NH_2$	$2{,}5 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$2{,}5 \cdot 10^{-10}$	1,3
$O(^1D) + CO_2 \rightarrow O + CO_2$	$7{,}4 \cdot 10^{-11}$	$-(117 \pm 100)$	$1{,}1 \cdot 10^{-10}$	1,2
$O(^1D) + HF \rightarrow OH + F$	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	0 ± 100	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	2,0
		HO_x-реакции		
$H + O_2 \xrightarrow{M} HO_2$	(см. табл. 2)			
$H + O_3 \rightarrow OH + O_2$	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	470 ± 200	$2{,}9 \cdot 10^{-11}$	1,25
$H + HO_2 \rightarrow$ продукты	$8{,}1 \cdot 10^{-11}$	0 ± 200	$8{,}1 \cdot 10^{-11}$	1,3
$O + OH \rightarrow O_2 + H$	$2{,}2 \cdot 10^{-11}$	$-(117 \pm 100)$	$3{,}3 \cdot 10^{-11}$	1,2
$O + HO_2 \rightarrow OH + O_2$	$3{,}0 \cdot 10^{-11}$	$-(200 \pm 200)$	$5{,}9 \cdot 10^{-11}$	1,2
$O + H_2O_2 \rightarrow OH + HO_2$	$1{,}4 \cdot 10^{-12}$	2000 ± 1000	$1{,}7 \cdot 10^{-15}$	2,0
$OH + HO_2 \rightarrow H_2O + O_2$	$4{,}6 \cdot 10^{-11}$	$-(230 \pm 200)$	$1{,}0 \cdot 10^{-11}$	1,3
$\xrightarrow{M} H_2O + O_2$	$3{,}0 \cdot 10^{-31}$ (M)	$-(500 \pm 500)$	$1{,}6 \cdot 10^{-30}$ (M)	2,0
$OH + O_3 \rightarrow HO_2 + O_2$	$1{,}6 \cdot 10^{-12}$	940 ± 300	$6{,}8 \cdot 10^{-14}$	1,3
$OH + OH \rightarrow H_2O + O$	$4{,}2 \cdot 10^{-12}$	242 ± 242	$1{,}9 \cdot 10^{-12}$	1,4
$\xrightarrow{M} H_2O_2$	(см. табл. 2)			
$OH + H_2O_2 \rightarrow H_2O + HO_2$	$3{,}1 \cdot 10^{-12}$	187^{+100}_{-300}	$1{,}7 \cdot 10^{-12}$	1,3
$OH + H_2 \rightarrow H_2O + H$	$6{,}1 \cdot 10^{-12}$	2030 ± 400	$6{,}7 \cdot 10^{-15}$	1,2
$HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2$	$2{,}3 \cdot 10^{-13}$	$-(590 \pm 200)$	$1{,}7 \cdot 10^{-12}$	1,3
$\xrightarrow{M} H_2O_2 + O_2$	$1{,}7 \cdot 10^{-33}$ (M)	$-(1000 \pm 400)$	$4{,}9 \cdot 10^{-32}$ (M)	1,3
$HO_2 + O_3 \rightarrow OH + 2O_2$	$1{,}1 \cdot 10^{-14}$	580^{+500}_{-100}	$2{,}0 \cdot 10^{-15}$	1,3

Реакция	*A*-фактор	$E/R \pm \Delta E/R$	*k* (298 K)	Фактор неопределенности
	NO_x-реакции			
$N + O_2 \rightarrow NO + O$	$4,4 \cdot 10^{-12}$	3220 ± 340	$8,9 \cdot 10^{-17}$	1,25
$N + O_3 \rightarrow NO + O_2$	—	—	$1,0 \cdot 10^{-15}$	—
$N + NO \rightarrow N_2 + O$	$3,4 \cdot 10^{-11}$	0 ± 100	$3,4 \cdot 10^{-11}$	1,3
$N + NO_2 \rightarrow N_2O + O$	—	—	$3,0 \cdot 10^{-12}$	3
$O + NO \xrightarrow{M} NO_2$	(см. табл. 2)			
$O + NO_2 \rightarrow NO + O_2$	$6,5 \cdot 10^{-12}$	$-(120 \pm 120)$	$9,7 \cdot 10^{-12}$	1,1
$O + NO_2 \xrightarrow{M} NO_3$	(см. табл. 2)			
$O + NO_3 \rightarrow O_2 + NO_2$	$1,0 \cdot 10^{-11}$	0 ± 150	$1,0 \cdot 10^{-11}$	1,5
$O + N_2O_5 \rightarrow$ продукты	—	—	$3,0 \cdot 10^{-16}$	—
$O + HNO_3 \rightarrow OH + NO_3$	—	—	$3,0 \cdot 10^{-17}$	—
$O + HO_2NO_2 \rightarrow$ продукты	$7,0 \cdot 10^{-11}$	3370 ± 750	$8,6 \cdot 10^{-16}$	3,0
$O_3 + NO \rightarrow NO_2 + O_2$	$1,8 \cdot 10^{-12}$	1370 ± 200	$1,8 \cdot 10^{-14}$	1,2
$NO + HO_2 \rightarrow NO_2 + OH$	$3,7 \cdot 10^{-12}$	$-(240 \pm 80)$	$8,3 \cdot 10^{-12}$	1,2
$NO + NO_3 \rightarrow 2NO_2$	$1,7 \cdot 10^{-11}$	$-(150 \pm 100)$	$3,0 \cdot 10^{-11}$	1,3
$OH + NO \xrightarrow{M} HONO$	(см. табл. 2)			
$OH + NO_2 \xrightarrow{M} HNO_3$	(см. табл. 2)			
$OH + HO_2NO_2 \rightarrow$ продукты	$1,3 \cdot 10^{-12}$	$-(380^{+270}_{-500})$	$4,6 \cdot 10^{-12}$	1,5
$HO_2 + NO_2 \xrightarrow{M} HO_2NO_2$	(см. табл. 2)			
$O_3 + NO_2 \rightarrow NO_3 + O_2$	$1,2 \cdot 10^{-13}$	2450 ± 140	$3,2 \cdot 10^{-17}$	1,15
$O_3 + HNO_2 \rightarrow O_2 + HNO_3$	—	—	$5,0 \cdot 10^{-19}$	—
$NO_2 + NO_3 \xrightarrow{M} N_2O_5$	(см. табл. 2)			
$N_2O_5 + H_2O \rightarrow 2HNO_3$	—		$2 \cdot 10^{-21}$	—
$OH + NH_3 \rightarrow H_2O + NH_2$	$3,5 \cdot 10^{-12}$	925 ± 200	$1,6 \cdot 10^{-13}$	1,4
$NH_2 + HO_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$3,4 \cdot 10^{-11}$	2
$NH_2 + NO \rightarrow$ продукты	$3,8 \cdot 10^{-12}$	$-(450 \pm 150)$	$1,7 \cdot 10^{-11}$	2
$NH_2 + NO_2 \rightarrow$ продукты	$2,1 \cdot 10^{-12}$	$-(650 \pm 250)$	$1,9 \cdot 10^{-11}$	3
$NH_2 + O_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$3 \cdot 10^{-18}$	—
$NH_2 + O_3 \rightarrow$ продукты	$4,8 \cdot 10^{-12}$	930 ± 500	$2,1 \cdot 10^{-13}$	3
	Углеводородные реакции			
$OH + CO \rightarrow CO_2 + H$	$1,5 \cdot 10^{-13}$ $(1 + 0,6P$ атм)	0 ± 300	$1,5 \cdot 10^{-13}$ $(1 + 0,6P$ атм)	1,3
$OH + CH_4 \rightarrow CH_3 + H_2O$	$2,4 \cdot 10^{-12}$	1710 ± 200	$7,7 \cdot 10^{-15}$	1,2
$OH + C_2H_6 \rightarrow H_2O + C_2H_5$	$1,1 \cdot 10^{-11}$	1090 ± 250	$2,8 \cdot 10^{-13}$	1,25
$OH + C_3H_8 \rightarrow H_2O + C_3H_7$	$1,6 \cdot 10^{-11}$	800 ± 250	$1,1 \cdot 10^{-12}$	1,5
$OH + C_2H_4 \rightarrow$ продукты	(см. табл. 2)			
$OH + C_2H_2 \rightarrow$ продукты	(см. табл. 2)			
$OH + H_2CO \rightarrow H_2O + HCO$	$1,0 \cdot 10^{-11}$	0 ± 200	$1,0 \cdot 10^{-11}$	1,25
$OH + CH_3OOH \rightarrow$ продукты	$1,0 \cdot 10^{-11}$	0 ± 200	$1,0 \cdot 10^{-11}$	2,0
$OH + HCN \rightarrow$ продукты	$1,2 \cdot 10^{-13}$	400 ± 150	$3,1 \cdot 10^{-14}$	3,0
$OH + CH_3CN \rightarrow$ продукты	$4,5 \cdot 10^{-13}$	900 ± 400	$2,2 \cdot 10^{-14}$	2,0
$HO_2 + CH_2O \rightarrow$	—	—	$4,5 \cdot 10^{-14}$	10,0
$O + C_2H_2 \rightarrow$ продукты	$2,9 \cdot 10^{-11}$	1600 ± 300	$1,4 \cdot 10^{-13}$	1,3
$O + H_2CO \rightarrow$ продукты	$3,0 \cdot 10^{-11}$	1550 ± 250	$1,6 \cdot 10^{-13}$	1,25
$O + CH_3 \rightarrow$ продукты	$1,1 \cdot 10^{-10}$	0 ± 250	$1,1 \cdot 10^{-10}$	1,3
$CH_3 + O_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$<3 \cdot 10^{-16}$	—
$CH_3 + O_2 \xrightarrow{M} CH_3O_2$	(см. табл. 2)			
$CH_2OH + O_2 \rightarrow CH_2O + HO_2$	$9,6 \cdot 10^{-12}$	0 ± 500	$9,6 \cdot 10^{-12}$	1,3

Реакция	A-фактор	$E/R \pm \Delta E/R$	k (298 K)	Фактор неопределенности
$CH_3O + O_2 \rightarrow CH_2O + HO_2$	$3{,}9 \cdot 10^{-14}$	900 ± 300	$1{,}9 \cdot 10^{-15}$	1,5
$HCO + O_2 \rightarrow CO + HO_2$	$3{,}5 \cdot 10^{-12}$	$-(140 \pm 140)$	$5{,}5 \cdot 10^{-12}$	1,3
$CH_3 + O_3 \rightarrow$ продукты	$5{,}4 \cdot 10^{-12}$	220 ± 150	$2{,}6 \cdot 10^{-12}$	2
$CH_3O_2 + O_3 \rightarrow$ продукты	—	—	$<3 \cdot 10^{-17}$	—
$CH_3O_2 + CH_3O_2 \rightarrow$ продукты	$1{,}9 \cdot 10^{-13}$	$-(220 \pm 220)$	$4{,}0 \cdot 10^{-13}$	1,5
$CH_3O_2 + NO \rightarrow CH_3O + NO_2$	$4{,}2 \cdot 10^{-12}$	$-(180 \pm 180)$	$7{,}6 \cdot 10^{-12}$	1,2
$CH_3O_2 + NO_2 \xrightarrow{M} CH_3O_2NO_2$	(см. табл. 2)			
$CH_3O_2 + HO_2 \rightarrow CH_3OOH + O_2$	$7{,}7 \cdot 10^{-14}$	$-(1300^{+500}_{-1300})$	$6{,}0 \cdot 10^{-12}$	3,0
$NO_3 + CO \rightarrow$ продукты	—	—	$<4 \cdot 10^{-19}$	—
$NO_3 + CH_2O \rightarrow$ продукты	—	—	$6 \cdot 10^{-16}$	1,5
ClO_x-реакции				
$Cl + O_3 \rightarrow ClO + O_2$	$2{,}8 \cdot 10^{-11}$	257 ± 100	$1{,}2 \cdot 10^{-11}$	1,15
$Cl + H_2 \rightarrow HCl + H$	$3{,}7 \cdot 10^{-11}$	2300 ± 200	$1{,}6 \cdot 10^{-14}$	1,25
$Cl + CH_4 \rightarrow HCl + CH_3$	$9{,}6 \cdot 10^{-12}$	1350 ± 150	$1{,}0 \cdot 10^{-13}$	1,1
$Cl + C_6H_6 \rightarrow HCl + C_2H_5$	$7{,}7 \cdot 10^{-11}$	90 ± 90	$5{,}7 \cdot 10^{-11}$	1,1
$Cl + C_3H_8 \rightarrow HCl + C_3H_7$	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	$-(40 \pm 250)$	$1{,}6 \cdot 10^{-10}$	1,5
$Cl + C_2H_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$1 \cdot 10^{-12}$	10
$Cl + CH_3OH \rightarrow CH_2OH + HCl$	$5{,}7 \cdot 10^{-11}$	0 ± 250	$5{,}7 \cdot 10^{-11}$	1,5
$Cl + CH_3Cl \rightarrow CH_2Cl + HCl$	$3{,}4 \cdot 10^{-11}$	1260 ± 200	$4{,}9 \cdot 10^{-13}$	1,2
$Cl + CH_3CCl_3 \rightarrow CH_2CCl_3 + HCl$	—	—	$4 \cdot 10^{-14}$	—
$Cl + H_2CO \rightarrow HCl + HCO$	$8{,}2 \cdot 10^{-11}$	34 ± 100	$7{,}3 \cdot 10^{-11}$	1,15
$Cl + H_2O_2 \rightarrow HCl + HO_2$	$1{,}1 \cdot 10^{-15}$	980 ± 500	$4{,}1 \cdot 10^{-13}$	1,5
$Cl + HOCl \rightarrow$ продукты	$3{,}0 \cdot 10^{-12}$	130 ± 250	$1{,}9 \cdot 10^{-12}$	2,0
$Cl + HNO_3 \rightarrow$ продукты	—	—	$1{,}7 \cdot 10^{-14}$	—
$Cl + HO_2 \rightarrow HCl + O_2$	$1{,}8 \cdot 10^{-11}$	$-(170 \pm 200)$	$3{,}2 \cdot 10^{-11}$	1,5
$\rightarrow OH + ClO$	$4{,}1 \cdot 10^{-11}$	450 ± 200	$9{,}1 \cdot 10^{-12}$	2,0
$Cl + Cl_2O \rightarrow Cl_2 + ClO$	$9{,}8 \cdot 10^{-11}$	0 ± 250	$9{,}8 \cdot 10^{-11}$	1,2
$Cl + OClO \rightarrow ClO + ClO$	$5{,}9 \cdot 10^{-11}$	0 ± 250	$5{,}9 \cdot 10^{-11}$	1,25
$Cl + ClONO_2 \rightarrow$ продукты	$6{,}8 \cdot 10^{-12}$	$-(160 \pm 200)$	$1{,}2 \cdot 10^{-11}$	1,3
$Cl + NO \xrightarrow{M} NOCl$	(см. табл. 2)			
$Cl + NO_2 \xrightarrow{M} ClONO\ (ClNO_2)$	(см. табл. 2)			
$Cl + ClNO \rightarrow NO + Cl_2$	$6{,}0 \cdot 10^{-11}$	0^{+500}_{-250}	$6{,}0 \cdot 10^{-11}$	2,0
$Cl + O_2 \xrightarrow{M} ClOO$	(см. табл. 2)			
$Cl + ClOO \rightarrow Cl_2 + O_2$	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	0 ± 250	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$	3,0
$\rightarrow ClO + ClO$	$8{,}0 \cdot 10^{-12}$	0 ± 250	$8{,}0 \cdot 10^{-12}$	3,0
$ClO + O \rightarrow Cl + O_2$	$3{,}0 \cdot 10^{-11}$	$-(70 \pm 70)$	$3{,}8 \cdot 10^{-11}$	1,2
$ClO + NO \rightarrow NO_2 + Cl$	$6{,}2 \cdot 10^{-12}$	$-(294 \pm 100)$	$1{,}7 \cdot 10^{-11}$	1,15
$ClO + NO_2 \xrightarrow{M} ClONO_2$	(см. табл. 2)			
$ClO + HO_2 \rightarrow HOCl + O_2$	$4{,}6 \cdot 10^{-13}$	$-(710^{+250}_{-700})$	$5{,}0 \cdot 10^{-12}$	1,4
$ClO + H_2CO \rightarrow$ продукты	$\sim 1{,}0 \cdot 10^{-12}$	>2060	$<1{,}0 \cdot 10^{-15}$	—
$ClO + OH \rightarrow$ продукты	$1{,}1 \cdot 10^{-11}$	$-(120 \pm 150)$	$1{,}7 \cdot 10^{-11}$	1,5
$ClO + CH_4 \rightarrow$ продукты	$\sim 1{,}0 \cdot 10^{-12}$	>3700	$<4{,}0 \cdot 10^{-18}$	—
$ClO + H_2 \rightarrow$ продукты	$\sim 1{,}0 \cdot 10^{-12}$	>4800	$<1{,}0 \cdot 10^{-18}$	—
$ClO + CO \rightarrow$ продукты	$\sim 1{,}0 \cdot 10^{-12}$	>3700	$<4{,}0 \cdot 10^{-18}$	—
$ClO + N_2O \rightarrow$ продукты	$\sim 1{,}0 \cdot 10^{-12}$	>4260	$<6{,}0 \cdot 10^{-19}$	—
$ClO + ClO \rightarrow$ продукты	$8{,}0 \cdot 10^{-13}$	1250 ± 500	$1{,}2 \cdot 10^{-14}$	2,0
$ClO + O_3 \rightarrow ClOO + O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-12}$	>4000	$<1{,}0 \cdot 10^{-18}$	—
$\rightarrow OClO + O_2$	$1{,}0 \cdot 10^{-12}$	>4000	$<1{,}0 \cdot 10^{-18}$	—

Реакция	A-фактор	$E/R \pm \Delta E/R$	k (298 K)	Фактор неопределенности
$OH + HCl \rightarrow H_2O + Cl$	$2,6 \cdot 10^{-12}$	350 ± 100	$8,0 \cdot 10^{-13}$	1,2
$OH + HOCl \rightarrow H_2O + ClO$	$3,0 \cdot 10^{-12}$	500 ± 500	$5,0 \cdot 10^{-12}$	3,0
$OH + CH_3Cl \rightarrow CH_2Cl + H_2O$	$1,8 \cdot 10^{-12}$	1112 ± 200	$4,3 \cdot 10^{-14}$	1,2
$OH + CH_2Cl_2 \rightarrow CHCl_2 + H_2O$	$4,5 \cdot 10^{-12}$	1032 ± 200	$1,4 \cdot 10^{-13}$	1,2
$OH + CHCl_3 \rightarrow CCl_3 + H_2O$	$3,3 \cdot 10^{-12}$	1034 ± 200	$1,0 \cdot 10^{-13}$	1,2
$OH + CHFCl_2 \rightarrow CFCl_2 + H_2O$	$8,9 \cdot 10^{-13}$	1013 ± 200	$3,0 \cdot 10^{-14}$	1,3
$OH + CHF_2Cl \rightarrow CF_2Cl + H_2O$	$7,8 \cdot 10^{-13}$	1530 ± 200	$4,6 \cdot 10^{-15}$	1,2
$OH + CH_2ClF \rightarrow CHClF + H_2O$	$2,0 \cdot 10^{-12}$	1134 ± 150	$4,4 \cdot 10^{-14}$	1,2
$OH + CH_3CCl_3 \rightarrow CH_2CCl_3 + H_2O$	$5,4 \cdot 10^{-12}$	1820 ± 200	$1,2 \cdot 10^{-14}$	1,3
$OH + C_2Cl_4 \rightarrow$ продукты	$9,4 \cdot 10^{-12}$	1200 ± 200	$1,7 \cdot 10^{-13}$	1,25
$OH + C_2HCl_3 \rightarrow$ продукты	$5,0 \cdot 10^{-13}$	$-(445 \pm 200)$	$2,2 \cdot 10^{-12}$	1,25
$OH + CFCl_3 \rightarrow$ продукты	$\sim 1,0 \cdot 10^{-12}$	>3650	$<5,0 \cdot 10^{-18}$	—
$OH + CF_2Cl_2 \rightarrow$ продукты	$\sim 1,0 \cdot 10^{-12}$	>3560	$<6,5 \cdot 10^{-18}$	—
$OH + ClONO_2 \rightarrow$ продукты	$1,2 \cdot 10^{-12}$	333 ± 200	$3,9 \cdot 10^{-13}$	1,5
$O + HCl \rightarrow OH + Cl$	$1,0 \cdot 10^{-11}$	3340 ± 350	$1,4 \cdot 10^{-16}$	2,0
$O + HOCl \rightarrow OH + ClO$	$1,0 \cdot 10^{-11}$	2200 ± 1000	$6,0 \cdot 10^{-15}$	10
$O + ClONO_2 \rightarrow$ продукты	$3,0 \cdot 10^{-12}$	808 ± 200	$2,0 \cdot 10^{-13}$	1,5
$O + Cl_2O \rightarrow ClO + ClO$	$2,9 \cdot 10^{-11}$	630 ± 200	$3,5 \cdot 10^{-12}$	1,4
$O + OClO \rightarrow ClO + O_2$	$2,5 \cdot 10^{-11}$	1160 ± 300	$5,0 \cdot 10^{-13}$	1,5
$NO + OClO \rightarrow NO_2 + ClO$	$2,5 \cdot 10^{-12}$	600 ± 300	$3,4 \cdot 10^{-13}$	1,5
$Cl + CH_3CN \rightarrow$ продукты	—	—	$<2,0 \cdot 10^{-15}$	—
$Cl + NO_3 \rightarrow ClO + NO_2$	—	—	$7,6 \cdot 10^{-11}$	2,0
$Cl + NO_3 \rightarrow$ продукты	—	—	$4,0 \cdot 10^{-13}$	2,0
$OH + Cl_2 \rightarrow HOCl + Cl$	—	—	$6,5 \cdot 10^{-14}$	1,2
$HCl + ClONO_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$<1,0 \cdot 10^{-20}$	—
$HCl + HO_2NO_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$<1 \cdot 10^{-20}$	—
BrO_x-реакции				
$Br + O_3 \rightarrow BrO + O_2$	$1,7 \cdot 10^{-11}$	800 ± 200	$1,2 \cdot 10^{-12}$	1,2
$Br + H_2O_2 \rightarrow HBr + HO_2$	$1,0 \cdot 10^{-11}$	3000	$5,0 \cdot 10^{-16}$	—
$Br + H_2CO \rightarrow HBr + HCO$	$1,7 \cdot 10^{-11}$	800 ± 200	$1,1 \cdot 10^{-12}$	1,3
$Br + HO_2 \rightarrow HBr + O_2$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	600 ± 600	$2,0 \cdot 10^{-12}$	2,0
$BrO + O \rightarrow Br + O_2$	$3,0 \cdot 10^{-11}$	0 ± 250	$3,0 \cdot 10^{-11}$	3,0
$BrO + ClO \rightarrow Br + OClO$	$6,7 \cdot 10^{-12}$	0 ± 250	$6,7 \cdot 10^{-12}$	2,0
$\rightarrow Br + Cl + O_2$	$6,7 \cdot 10^{-12}$	0 ± 250	$6,7 \cdot 10^{-12}$	2,0
$BrO + NO \rightarrow NO_2 + Br$	$8,7 \cdot 10^{-12}$	$-(265 \pm 130)$	$2,1 \cdot 10^{-11}$	1,15
$BrO + NO_2 \xrightarrow{M} BrONO_2$	(см. табл. 2)			
$BrO + BrO \rightarrow 2Br + O_2$	$1,4 \cdot 10^{-12}$	$-(150 \pm 150)$	$2,3 \cdot 10^{-12}$	1,25
$\rightarrow Br_2 + O_2$	$6,0 \cdot 10^{-14}$	$-(600 \pm 600)$	$4,4 \cdot 10^{-13}$	1,25
$BrO + O_3 \rightarrow Br + 2O_2$	$\sim 1 \cdot 10^{-12}$	>1600	$<5,0 \cdot 10^{-15}$	—
$BrO + HO_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$5,0 \cdot 10^{-12}$	3,0
$BrO + OH \rightarrow$ продукты	—	—	$1,0 \cdot 10^{-11}$	5,0
$OH + HBr \rightarrow H_2O + Br$	$1,1 \cdot 10^{-11}$	0 ± 250	$1,1 \cdot 10^{-11}$	1,3
$OH + CH_3Br \rightarrow CH_2Br + H_2O$	$6,1 \cdot 10^{-13}$	825 ± 200	$3,8 \cdot 10^{-14}$	1,25
$O + HBr \rightarrow OH + Br$	$6,6 \cdot 10^{-12}$	1540 ± 200	$3,7 \cdot 10^{-14}$	1,3
$OH + Br_2 \rightarrow HOBr + Br$	$4,2 \cdot 10^{-11}$	± 600	$4,2 \cdot 10^{-11}$	1,3
FO_x-реакции				
$F + O_3 \rightarrow FO + O_2$	$2,8 \cdot 10^{-11}$	226 ± 200	$1,3 \cdot 10^{-11}$	2,0
$F + H_2 \rightarrow HF + H$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	525 ± 250	$2,7 \cdot 10^{-11}$	1,3
$F + CH_4 \rightarrow HF + CH_3$	$3,0 \cdot 10^{-10}$	400 ± 300	$8,0 \cdot 10^{-11}$	1,5
$F + H_2O \rightarrow HF + OH$	$4,2 \cdot 10^{-11}$	400 ± 200	$1,1 \cdot 10^{-11}$	3,0
$F + O_2 \xrightarrow{M} FO_2$	(см. табл. 2)			

Реакция	*A*-фактор	$E/R \pm \Delta E/R$	*k* (298 K)	Фактор неопределенности
$F + NO \xrightarrow{M} FNO$	(см. табл. 2)			
$F + NO_2 \xrightarrow{M} FNO_2$ (FONO)	(см. табл. 2)			
$NO + FO \rightarrow NO_2 + F$	$2,6 \cdot 10^{-11}$	0 ± 250	$2,6 \cdot 10^{-11}$	2,0
$FO + FO \rightarrow 2F + O_2$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	0 ± 250	$1,5 \cdot 10^{-11}$	3,0
$FO + O_3 \rightarrow F + 2O_2$	—	—	—	—
$\rightarrow FO_2 + O_2$	—	—	—	—
$FO + NO_2 \xrightarrow{M} FONO_2$	(см. табл. 2)			
$O + FO \rightarrow F + O_2$	$5,0 \cdot 10^{-11}$	0 ± 250	$5,0 \cdot 10^{-11}$	3,0
$O + FO_2 \rightarrow FO + O_2$	$5,0 \cdot 10^{-11}$	0 ± 250	$5,0 \cdot 10^{-11}$	5,0
$CF_3O_2 + NO \rightarrow CF_3O + NO_2$	$3,9 \cdot 10^{-12}$	$-(400 \pm 200)$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	1,3
$CF_2ClO_2 + NO \rightarrow CF_2ClO + NO_2$	$3,1 \cdot 10^{-12}$	$-(500 \pm 200)$	$1,6 \cdot 10^{-11}$	1,3
$CFCl_2O_2 + NO \rightarrow CFCl_2O + NO_2$	$3,5 \cdot 10^{-12}$	$-(430 \pm 200)$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	1,3
$CCl_3O_2 + NO \rightarrow CCl_3O + NO_2$	$5,7 \cdot 10^{-12}$	$-(330 \pm 200)$	$1,7 \cdot 10^{-11}$	1,3
SO_x-реакции				
$OH + H_2S \rightarrow SH + H_2O$	$5,9 \cdot 10^{-12}$	65 ± 65	$4,7 \cdot 10^{-12}$	1,2
$OH + OCS \rightarrow$ продукты	$1,1 \cdot 10^{-13}$	1200 ± 500	$1,9 \cdot 10^{-15}$	2,0
$OH + CS_2 \rightarrow$ продукты		—	—	—
$OH + SO_2 \xrightarrow{M} HOSO_2$	(см. табл. 2)			
$O + H_2S \rightarrow OH + SH$	$1,0 \cdot 10^{-11}$	1810 ± 550	$2,2 \cdot 10^{-14}$	1,7
$O + OCS \rightarrow CO + SO$	$2,1 \cdot 10^{-11}$	2200 ± 150	$1,3 \cdot 10^{-14}$	1,2
$O + CS_2 \rightarrow CS + SO$	$3,2 \cdot 10^{-11}$	650 ± 150	$3,6 \cdot 10^{-12}$	1,2
$O + SH \rightarrow H + SO$	—	—	$1,6 \cdot 10^{-10}$	5,0
$S + O_2 \rightarrow SO + O$	$2,3 \cdot 10^{-12}$	0 ± 200	$2,3 \cdot 10^{-12}$	1,2
$S + O_3 \rightarrow SO + O_2$	—	—	$1,2 \cdot 10^{-11}$	2,0
$S + OH \rightarrow SO + H$	—	—	$6,6 \cdot 10^{-11}$	3,0
$SO + O_2 \rightarrow SO_2 + O$	$2,4 \cdot 10^{-13}$	2370 ± 500	$8,4 \cdot 10^{-17}$	2,0
$SO + O_3 \rightarrow SO_2 + O_2$	$3,6 \cdot 10^{-12}$	1100 ± 200	$9,0 \cdot 10^{-14}$	1,2
$SO + OH \rightarrow SO_2 + H$	—	—	$8,6 \cdot 10^{-11}$	2,0
$SO + NO_2 \rightarrow SO_2 + NO$	—	—	$1,4 \cdot 10^{-11}$	1,3
$SO + ClO \rightarrow SO_2 + Cl$	$2,8 \cdot 10^{-11}$	± 50	$2,8 \cdot 10^{-11}$	1,3
$SO + OClO \rightarrow SO_2 + ClO$	—	—	$1,9 \cdot 10^{-12}$	3,0
$SO + BrO \rightarrow SO_2 + Br$	—	—	$>5,7 \cdot 10^{-11}$	1,4
$SO_2 + HO_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$<1,0 \cdot 10^{-18}$	—
$CH_3O_2 + SO_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$5,0 \cdot 10^{-17}$	—
$SH + O_2 \rightarrow OH + SO$	—	—	$<4,0 \cdot 10^{-19}$	—
$Cl + H_2S \rightarrow HCl + SH$	$5,7 \cdot 10^{-11}$	± 50	$5,7 \cdot 10^{-11}$	1,3
$Cl + OCS \rightarrow SCl + CO$	—	—	$1,1 \cdot 10^{-16}$	—
$ClO + OCS \rightarrow$ продукты	—	—	$2,4 \cdot 10^{-16}$	—
$ClO + SO_2 \rightarrow Cl + SO_3$	—	—	$4,0 \cdot 10^{-18}$	—
$SH + H_2O_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$5 \cdot 10^{-15}$	—
$SH + O_3 \rightarrow HSO + O_2$	$9,7 \cdot 10^{-12}$	280 ± 200	$3,8 \cdot 10^{-12}$	1,3
$HSO + O_3 \rightarrow$ продукты			$1 \cdot 10^{-13}$	5,0
$SH + NO_2 \rightarrow HSO + NO$	—	—	$3,2 \cdot 10^{-11}$	1,5
$SH + NO \rightarrow HSNO$	(см. табл. 2)			
$HOSO_2 + O_2 \rightarrow HO_2 + SO_3$	$1,3 \cdot 10^{-12}$	330 ± 200	$4,4 \cdot 10^{-13}$	1,2
$SO_2 + NO_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$<2 \cdot 10^{-26}$	—
$SO_3 + NO_2 \rightarrow$ продукты	—	—	$1,0 \cdot 10^{-19}$	10
$SO_2 + O_3 \rightarrow SO_3 + O_2$	$3,0 \cdot 10^{-12}$	>7000	$<2 \cdot 10^{-22}$	—
$CS + O_2 \rightarrow OCS + O$	—	—	$2,9 \cdot 10^{-19}$	2,0
$CS + O_3 \rightarrow OCS + O_3$	—	—	$3,0 \cdot 10^{-16}$	3,0
$CS + NO_2 \rightarrow OCS + NO$	—	—	$7,6 \cdot 10^{-17}$	3,0

Реакция	*A*-фактор	$E/R \pm \Delta E/R$	*k* (298 K)	Фактор неопределенности
Реакции с металлами				
$Na + O_3 \rightarrow NaO + O_2$	$5 \cdot 10^{-10}$	0 ± 400	$5 \cdot 10^{-10}$	1,5
$\rightarrow NaO_2 + O$	$3 \cdot 10^{-11}$	0 ± 400	$3 \cdot 10^{-11}$	—
$Na + O_2 \xrightarrow{M} NaO_2$	(см. табл. 2)			
$NaO + HCl \rightarrow$ продукты	$2{,}8 \cdot 10^{-10}$	0 ± 400	$2{,}8 \cdot 10^{-10}$	3,0
$NaOH + HCl \rightarrow NaCl + H_2O$	$2{,}8 \cdot 10^{-10}$	0 ± 400	$2{,}8 \cdot 10^{-10}$	3,0

Таблица 2

Константы скорости реакций с участием трех частиц [55]

Реакции	Низкое давление $K_0(T) = K_0^{300}(T/300)^{-n}$		Высокое давление $K_\infty(T) = K_\infty^{300}(T/300)^{-m}$	
	K_0^{300}	n	K_∞^{300}	m
$O + O_2 \xrightarrow{M} O_3$	(6,0±0,5) (—34)	2,3±0,5	— —	—
$O(^1D) + N_2 \xrightarrow{M} N_2O$	(3,5±3,0) (—37)	$0{,}6^{+2}_{-0{,}6}$	— —	
$H + O_2 \xrightarrow{M} HO_2$	(5,7±0,5) (—32)	1,6±0,5	(7,5±4,0) (—11)	0±1
$OH + OH \xrightarrow{M} H_2O_2$	(6,9±3,0) (—31)	$0{,}8^{+2{,}0}_{-0{,}8}$	(1,0±0,5) (—11)	1,0±1,0
$O + NO \xrightarrow{M} NO_2$	(9,0±2,0) (—32)	1,5±0,3	(3,0±1,0) (—11)	0±1
$O + NO_2 \xrightarrow{M} NO_3$	(9,0±1,0) (—32)	2,0±1,0	(2,2±0,3) (—11)	0±1
$OH + NO \xrightarrow{M} HONO$	(7,0±2,0) (—31)	2,6±1,0	(1,5±1,0) (—11)	0,5±0,5
$OH + NO_2 \xrightarrow{M} HNO_3$	(2,6±0,3) (—30)	3,2±0,7	(2,4±1,2) (—11)	1,3±1,3
$HO_2 + NO_2 \xrightarrow{M} HO_2NO_2$	(1,8±0,3) (—31)	3,2±0,4	(4,7±1,0) (—12)	1,4±1,4
$NO_2 + NO_3 \xrightarrow{M} N_2O_5$	(2,2±0,5) (—30)	4,3±1,3	(1,5±0,8) (—12)	0,5±0,5
$Cl + NO \xrightarrow{M} ClNO$	(9,0±2,0) (—32)	1,6±0,5	— —	—
$Cl + NO_2 \xrightarrow{M} ClONO$	(1,3±0,2) (—30)	2,0±1,0	(1,0±0,5) (—10)	1,0±1,0
$\xrightarrow{M} ClNO_2$	(1,8±0,3) (—31)	2,0±1,0	(1,0±0,5) (—10)	1,0±1,0
$Cl + O_2 \xrightarrow{M} ClOO$	(2,0±1,0) (—33)	1,4±1,4	— —	—
$ClO + NO_2 \xrightarrow{M} ClONO_2$	(1,8±0,3) (—31)	3,4±1,0	(1,5±0,7) (—11)	1,9±1,9
$BrO + NO_2 \xrightarrow{M} BrONO_2$	(5,0±2,0) (—31)	2,0±1,0	(1,0±0,5) (—11)	1,0±1,0
$F + O_2 \xrightarrow{M} FO_2$	(1,6±0,8) (—32)	1,4±1,0	— —	—
$F + NO \xrightarrow{M} FNO$	(5,9±3,0) (—32)	1,7±1,7	— —	—
$F + NO_2 \xrightarrow{M}$	(1,1±0,6) (—30)	2,0±2,0	(3,0±2,0) (—11)	1,0±1,0
$FO + NO_2 \xrightarrow{M} FONO_2$	(2,6±2,0) (—31)	1,3±1,3	(2,0±1,0) (—11)	1,5±1,5
$CH_3 + O_2 \xrightarrow{M} CH_3O_2$	(4,5±1,5) (—31)	2,0±1,0	(1,8±0,2) (—12)	1,7±1,7
$CH_3O_2 + NO_2 \xrightarrow{M} CH_3O_2NO_2$	(1,5±0,8) (—30)	4,0±2,0	(6,5±3,2) (—12)	2,0±2,0
$OH + SO_2 \xrightarrow{M} HOSO_2$	(3,0±1,0) (—31)	3,3±1,5	(1,5±0,5) (—12)	0^{+0}_{-2}

Реакции	Низкое давление $K_0(T) = K_0^{300}(T/300)^{-n}$		Высокое давление $K_\infty(T) = K_\infty^{300}(T/300)^{-m}$	
	K_0^{300}	n	K_∞^{300}	m
$OH + C_2H_4 \rightarrow HOCH_2CH_2$	(1,5±0,6) (—28)	0,8±2,0	(8,8±0,9) (—12)	0^{+0}_{-2}
$OH + C_2H_2 \xrightarrow{M} HOCHCH$	(5,5±2,0) (—30)	0,0±0,2	(8,3±1,0) (—13)	$-2{,}0^{+2{,}0}_{-1{,}0}$
$CF_3 + O_2 \xrightarrow{M} CF_3O_2$	(4,5±1,0) (—29)	2±2	(8±6) (—12)	1±1
$CFCl_2 + O_2 \xrightarrow{M} CFCl_2O_2$	(5,0±0,8) (—30)	2±2	(6,0±1,0) (—12)	1±1
$CCl_3 + O_2 \xrightarrow{M} CCl_3O_2$	(1,0±0,7) (—30)	2±2	(2,5±2) (—12)	1±1
$CFCl_2O_2 + NO_2 \xrightarrow{M} CFCl_2O_2NO_2$	(3,5±0,5) (—29)	4±2	(6,0±1,0) (—12)	2±2
$HS + NO \xrightarrow{M} HSNO$	(2,4±0,4) (—31)	3±1	(2,7±0,5) (—11)	0^{+0}_{-2}
$Na + O_2 \xrightarrow{M} NaO_2$	(1,9±1) (—30)	1,1±0,5	(2,0±1,8) (—10)	0±1

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азарнин Г. В., Колсанов В. А., Орлов А. Б. О возможной структуре глобальной модели нижней ионосферы для прогнозирования СДВ. — В кн.: Распределение радиоволн над земной поверхностью. Л., 1987, 112—130.
2. Атмосферный озон и изменение глобального климата/ Э. А. Александров, И. Л. Кароль, Л. Р. Ракипова и др. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 168 с.
3. Белико вич В. В., Бенедиктов Е. А., Вякирев В. Д., Гришкевич И. В. Каталог профилей электронной концентрации D-области ионосферы средних широт. Горький, 1983. — 51 с.
4. Борисов А. И., Кихтенко В. Н., Пахомов С. В. Предварительные результаты исследований заряженной компоненты верхней атмосферы. — Труды ЦАО, 1981, вып. 144.
5. Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 413 с.
6. Бурова Г. Т., Иванов Е. В., Чаянова Э. А. Вертикальные распределения некоторых галогеноуглеводородов в атмосфере. — Метеорология и гидрология, 1988, № 4.
7. Данилов А. Д., Симонов А. Г. Состав положительных ионов в области D. — Геомагнетизм и аэрономия, 1975, т. 15, № 4, 643—650.
8. Данилов А. Д., Симонов А. Г. Вариации коэффициента рекомбинации и фотохимия области D. — Ионосферные исследования, 1981, № 34, с. 54—72.
9. Дворишина У. В., Дианов-Клоков В. И., Юрганов Л. Н. Вариации общего содержания окиси углерода в столбе атмосферы за 1970—1988 гг. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, 42—47.
10. Ионосферно-магнитные возмущения в высоких широтах. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 256 с.
11. Исидоров В. А., Иоффе Б. В. Неантропогенные источники галогеноуглеводородов земной атмосферы. — ДАН СССР, 1988, № 1, с. 86—90.
12. Кароль И. Л., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М. Газовые примеси в атмосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 192 с.
13. Каталог профилей электронной концентрации области D ионосферы. — Новосибирск, 1985. — 211 с.
14. Киселева М. С. Современные данные о содержании поглощающих газовых компонент в тропо- и стратосфере. — Труды ИЭМ, 1978, вып. 8(81), с. 79—98.
15. Коен М. А., Лессинг А. А., Рязанова Л. Д., Хазанов Г. В. Малые нейтральные составляющие и их роль в кинетике ионосферной плазмы. — Иркутск, 1987.
16. Костко О. К., Портасов В. С., Хаттатов В. У., Чаянова Э. А. Применение лазеров для определения состава атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983.
17. Кошелев В. В., Климов Н. Н., Сутырин Н. А. Аэрономия мезосферы и нижней термосферы. — М.: Наука, 1983.— 183 с.
18. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы.— М.: Мир, 1978. — 375 с.
19. Метеорологические эффекты в ионосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 269 с.
20. Метеорология верхней атмосферы Земли. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
21. Мировой водный баланс — водные ресурсы Земли.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 638 с.
22. Пахомов С. В. Одновременные ракетные измерения электронной концентрации области D ионосферы полярных, средних и экваториальных широт. — Геомагнетизм и аэрономия, 1981, т. 21, № 5.
23. Пахомов С. В., Горбунов А. И. Профили $n_e(h)$ области D экваториальной зоны, измеренные в период максимума солнечной активности. — Геомагнетизм и аэрономия, 1983, т. 23, № 1, с. 134—136.
24. Пахомов С. В., Князев А. К. О сезонном ходе электронной концентрации среднеширотной области D ионосферы. — Геомагнетизм и аэрономия, 1985, т. 25, № 5, с. 750—754.
25. Пахомов С. В., Князев А. К., Юшков В. А., Раппопорт З. Ц. Зимняя нижняя ионосфера в ночное время в январе — феврале 1982 г. — Геомагнетизм и аэрономия, 1985, т. 25, № 2, с. 304—307.
26. Пахомов С. В., Корнеева Л. В. Характерные точки профилей $n_e(h)$ среднеширотной области D и их сезонная изменчивость. — Геомагнетизм и аэрономия, 1988, т. 28, № 5.
27. Перов С. П., Хргиан А. Х. Современные проблемы атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— 287 с.
28. Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. — М.: Атомиздат, 1978.
29. Смирнов Н. Ф., Оглоблина О. Ф., Власов В. А. Модели электронной концентрации D области ионосферы. — Апатиты, 1984.
30. Справочная модель распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов в ионосфере на высотах ниже 200 км. — Обнинск, 1983. — 132 с.
31. Тальрозе В. Л., Поройкова А. И., Ларин И. К. и др. Химико-кинетические критерии воздействия на озоносферу веществ естественного и антропогенного происхождения. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 4, с. 355—365.
32. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. Т. 1, 2. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.

33. Ackerman M. et al. Observations of middle atmosphere CH_4 and N_2O vertical distributions by the Spacelab one-grille spectrometer. — Geophys. Res. Lett. submitted, 1985.
34. Anderson J. G. Rocket measurement of the OH in the mesosphere. — J. Geophys. Res. 1971, v. 76.
35. Anderson J. G. The absolute concentration of $O(^3P)$ in the Earth's stratosphere. — Geophys Res. Lett., 1975, v. 2.
36. Anderson J. G., Grassl H. J., Shetter R. E., Margitan J. Stratospheric free chlorine measured by balloon-borne *in situ* resonance fluorescence. — J. Geophys. Res., 1980, v. 85, p. 2869—2887.
37. Anderson J. G.. Margitan J. J., Stedman D. H. Atomic chlorine and the chlorine monoxide radical in the stratosphere: Three *in situ* observations. — Science, 1977, v. 198, p. 501—503.
38. Arijs E., Brasseur G. Acetonitrile in the stratosphere and implications for positive ion composition. — J. Geophys. Res., 1986, v. 91, ND3, p. 4003—4016.
39. Arijs E., Nevejans D., Frederick P., Ingels J. Negative ion composition measurements in the stratosphere. — Geophys. Res. Lett., 1981, v. 8, N 1, p. 121—124.
40. Arijs E., Nevejans D., Frederick P., Ingels J. Stratospheric negative ion composition measurement, ion abundances and related trace gas detection.— J. Atmos. Terr. Phys., 1982. v. 44, N 8, p. 681—699.
41. Arijs E., Nevejans D., Ingels J. Stratospheric positive ion composition measurements, ion abundances and related trace gas detection. — J. Atmos. Terr. Phys., 1982, v. 44, N 1, p. 43—53.
42. Arijs E., Nevejans D., Ingels J. Mass spectrometric measurements of stratospheric ions. — Adv. Space Res., 1984, v. 4, N 6, p. 19—28.
43. Arijs E., Nevejans D., Ingels J. Stratospheric positive ion composition measurements and acetonitrile detection — a consistent picture? — Aeron. Acta, 1988, N 326, p. 1—29.
44. Arijs E., Nevejans D., Ingels J., Frederick P. Negative ion composition and sulfuric acid vapor in the upper stratosphere — Planet. Space Sci., 1983, v. 31, N 12, p. 1459—1464.
45. Arnold F. Ion-induced nucleation of atmospheric water vapor at the mesopause. — Planet. Space Sci., 1980, v. 28, p. 1003—1009.
46. Arnold F. Physics and chemistry of atmospheric ions.— In: Atmospheric Chemistry. Berlin, Heidelberg, N. Y.: Springer-Verlag, 1982, p. 273—300.
47. Arnold F., Böhringer H., Henschen G. Composition measurements of stratospheric positive ions. — Geophys. Res. Lett., 1978, v. 5, N 8, p. 653—656.
48. Arnold F.. Fabian R., Ferguson E. E., Joos W. Mass spectrometric measurements of fractional ion abundances in the stratosphere — negative ions. — Planet. Space Sci., 1981, v. 29, p. 195—203.
49. Arnold F., Fabian R., Henschen G., Joos W. Stratospheric trace gas analysis from ions: H_2O and HNO_3.— Planet. Space Sci., 1980, v. 28, p. 681—685.
50. Arnold F., Henschen G., Ferguson E. E. Mass spectrometric measurements of fractional ion abundances in the stratosphere — positive ions. — Planet. Space Sci., 1981, v. 29, p. 183—193.
51. Arnold F., Henschen G. Mass spectrometric detection of precondensation nuclei in the stratosphere — evidence for a stratospheric gas to particle conversion mechanism.— Geophys. Res. Lett., 1981, v. 8. N 1, p. 83—86.
52. Arnold F., Henschen G. Positive ion composition measurements in the upper stratosphere — evidence for an unknown aerosol component. — Planet. Space Sci., 1982, v. 30, N 1, p. 101—108.
53. Arnold F., Joos W. Rapid growth of atmospheric cluster ions at the cold mesopause. — Geophys. Res. Lett., 1979, v. 6, N 10, p. 763—766.
54. Arnold F. et al. Negative ions in the lower ionosphere. A mass spectrometric measurement. — J. Atmos. Terr. Phys., 1971, v. 33, № 8, p. 1169—1175.
55. Atmospheric Ozone 1985. World Meteorological Organization Global Ozone Research and Monitoring Project. Report No. 16, vols. 1—3, 1986.
56. Berg W. W. et al. First measurements of total chlorine in the lower stratosphere. — Geophys. Res. Lett., 1980, v. 7, p. 937.
57. Bevilacqua R. M. et al. An observational study of water vapor in the midlatitude mesosphere using ground-based microwave technique. — J. Geophys. Res., v. 88, 1983, p. 8523.
58. Bjorn L. G., Arnold F. Mass spectrometric detection of precondensation nuclei at the Arctic summer mesopause. — Geophys. Res. Lett., 1981, v. 8, p. 1167.
59. Borchers R., Fabian P., Penkett S. A. First measurements of the vertical distribution of CCl_4 and CH_3CCl_3 in the stratosphere. — Naturwiss., 1983, Bd 70, S. 514—516.
60. Böhringer H., Arnold F. Acetonitrile in the stratosphere — implications from laboratory studies. — Nature, 1981, v. 290, N 5804, p. 321—322.
61. Brasseur G. Physique et chimie de l'atmospere noyenne. — Paris: Masson, 1982.
62. Brasseur G., De Baets P. Ions in the mesosphere and lower thermosphere: a two-dimensional model. — J. Geophys. Res., 1986, v. 91, N D3, p. 4025—4046.
63. Brasseur G., Chatel A. Modelling of stratospheric ions: A first attempt. — Ann. Geophys., 1983, v. 1.
64. Brasseur G., DeRudder A., Simon P. C. Implication for stratospheric composition of a reduced absorption cross-section in the Herzberg continuum of molecular oxygen.— Geophys. Res. Lett. 1983, v. 10.
65. Breig G., Chakrabarty D. K. A theoretical model of the stratospheric positive ions.— Indian J. Radio and Space Phys., 1987, v .16, N 4, p. 313—317.
66. Brune W. H. et al. Stratospheric ClO: *In situ* detection with a new approach. — Geophys. Res. Lett., 1985, v. 12, p. 441—444.
67. Burnett C. R., Burnett E. B. Vertical column abundance of atmospheric OH at solar maximum from Fritz Peak, Colorado. — Geophys. Res. Lett., 1982, v. 9, p. 708.
68. Castleman Jr., A. W. Nucleation and molecular clustering about ions. — In: Advanced Colloid and Interface Science. Nucleation. Amsterdam: Elsevier Press, 1979, p. 73—128.
69. Chakrabarty D. K., Chakrabarty P. An attempt to identify the obscured path of water positive ions build up in the *D*-region. — J. Atmos. Terr. Phys., 1978, v. 40, N 4, p. 1147—1152.
70. Chapman S. On ozone and atomic oxygen in the upper atmosphere. — Phill Mag., 1930, v. 10, p. 369.
71. Connell P. S., Wuebbles D. J., Chang J. S. Stratospheric hydrogen peroxide. The relationship of theory and observation. — J. Geophys. Res., 1985, v. 90, p. 10726—10732.
72. Cunnold D. M. et al. The atmospheric lifetime experiment, 4. Results for CF_2Cl_2 based on 3 years of data. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88, p. 8401—8414.
73. Datta J., Chakrabarty S. C., Mitra A. P. A model for the cosmic ray produced ionization in the middle atmosphere. — Indian J. Radio and Space Phys., 1987, v. 16, N 3, p. 257—266.
74. Ehhalt D. H. et al. Concentration of CH_4, CO, CO_2, H_2, and N_2O in the upper stratosphere. — J. Atmosph. Sci., 1975, v. 32, p. 163—169.
75. Ellsaesser M. et al. Stratospheric H_2O/H. — Planet Space Sci., 1980, v. 28, N 3, p. 827—835.
76. Fabian P. et al. The vertical distribution of stable gases at mid-latitudes. — J. Geophys. Res., 1981, v. 86, N C6, p. 5179—5184.
77. Fabian P. et al. The vertical distribution of CFC-114 ($CClF_2$—$CClF_2$) in the atmosphere.— J. Geophys. Res., 1985, v. 90, p. 13091—13093.
78. Fabian P. et al. The vertical distribution of $CHClF_2$ (CFC-22) in the stratosphere. — Geophys. Res. Lett., 1985, v. 12, p. 1—3.
79. Fabian P. et al. Halocarbons in the stratosphere. — Nature, 1981, v. 294, p. 733—735.
80. Farmer C. B., Raper O. F., Norton R. H. Spectroscopic detection and vertical distribution of HCl in the troposphere and stratosphere. — Geophys. Res. Lett., 1976, v. 3, p. 13—16.
81. Farmer C. B. et al. Simultaneous spectroscopic measurements of stratospheric species: O_3, CH_4, CO, CO_2, N_2O, H_2O, HCl, and HF at northern and southern mid-latitudes. — J. Geophys. Res., 1980, v. 85, p. 1621.
82. Garcia R. R., Solomon S. A numerical model of the zonally averaged dynamics and structure of the middle atmosphere. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88, p. 1379—1400.

83. Girard A. et al. Latitudinal variation of HNO_3, HCl, and HF vertical column density above 11.5 km. — Geophys. Res. Lett., 1982, v. 9, p. 135—138.
84. Goldman A. et al. Spectroscopic identification of $CHClF_2$ (F-22) in the lower stratosphere. — Geophys. Res. Lett., 1981, v. 8, p. 1012—1014.
85. Goldman A. et al. Identification of the ν_3 vibration-rotation band of CF_4 in balloon-borne infrared solar spectra. — Geophys. Res. Lett., 1979, v. 6, p. 609—616.
86. Heaps M. G. A parametrization of cosmic ray ionization. — Planet. Space Sci., 1978, v. 26, p. 513—517.
87. Heaps W. S., McGee T. J. Progress in stratospheric hydroxyl measurement by balloon-borne lidar. — J. Geophys. Res., 1985, v. 90, p. 7913—7922.
88. Helten M. et al. Measurements of stratospheric HO_2 and NO_2 by matrix isolation and ESR spectroscopy.— J. Atmos. Chem., 1984, v. 2, p. 191—202.
89. Hickman A. P. Approximate scaling formula for ion-ion mutual neutralization rates. — J. Chem. Phys., 1979, v. 70(11), p. 4872—4878.
90. Ingels J., Nevejans D., Frederick P., Arijs E. Stratospheric positive ion composition measurements between 22 and 45 km: an updated analysis. — J. Geophys. Res., 1989, v. 91, N D3, p. 4017—4021.
91. International reference ionosphere — IRI-79. World Data Centre A. Report UAG-82. — Boulder, Co., 1981.
92. Jackman C. H., Stolarski R. S., Kaye J. S. Two-dimensional monthly average ozone balance from Limb Infrared Monitor of the stratosphere and stratospheric and mesospheric sounder data. — J. Geophys. Res., 1986, v. 91, p. 1103—1116.
93. Johannessen A., Krankowsky D. Positive ion composition measurement in the upper mesosphere and lower thermosphere at a high latitude during summer. — J. Geophys. Res., 1972, v. 77, N 16, p. 2888—2901.
94. Kawamoto H., Ogawa T. A steady state model of negative ions in the lower stratospere. — Planet. Space Sci., 1984, v. 32, p. 1223.
95. Kawamoto H., Ogawa T. First model of negative ion composition in the troposphere. — Planet. Spece Sci., 1986, v. 34, N 12, p. 1229—1239.
96. Khalil K. A. K., Rasmussen R. A. Sourses, sinks, and seasonal cycles of atmospheric methane. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88, p. 5131—5144.
97. Knapska D. et al. Vertical profiles of chlorinated source gases in the mid-latitude stratosphere. — In: Atmospheric Ozone. Dordrecht: D. Reidel, 1985.
98. Ko M. K. W., Sze N. D. Diurnal variation of ClO: Implications for the stratospheric chemistries of $ClONO_2$, HOCl, and HCl. — J. Geophys. Res., 1984, v. 89, p. 11619—11632.
99. Ko M. W. K. et al. A zonal mean model of stratospheric tracer transport in isentropic coordinates: Numerical simulations for nitrous oxide and nitric acid. — J. Geophys. Res., 1985, v. 90, p. 2313—2329.
100. Krankowsky D. et al. Positive ion composition in the lower ionosphere. — Aeronomy Rept., 1972, N 48, p. 154—159.
101. Krueger A. J. The mean ozone distributions from series of rocketsoundings to 52 km at latitudes from 58° S to 64° N. — Pure Appl. Geophys., 1973, v. 106—108, p. 1271.
102. Lal S. et al. Increasing abundance of $CBrClF_2$ in the atmosphere. — Nature, 1985, v. 316, p. 135—136.
103. Lean J. L. Observation of the diurnal variation of atmospheric ozone. — J. Geophys. Res., 1982, v. 87, p. 4973.
104. Leifer R., Sommers K. C., Guggenheim S. F. Atmospheric trace gas measurements with a new clean air sampling system. — Geophys. Res. Lett., 1981, v. 8.
105. Logan J. A. et al. Tropospheric chemistry: A global perspective. — J. Geophys. Res., 1981, v. 86, p. 7210—7254.
106. Mankin W. G., Coffey M. T. Latitudinal distributions and temporal changes of stratospheric HCl and HF. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88, p. 10776—10784.
107. Mc Crumb J. L., Arnold F. High-sensitivity detection of negative ions in the stratosphere. — Nature, 1981, v. 294, p. 136—139.
108. McNamara L. F. Statistical model of the *D*-region.— Radio Sci., 1979, v. 14, N 6, p. 1165—1173.
109. Menzies T. A re-evaluation of laser heterodyne radiometer ClO measurements. — Geophys. Res. Lett., 1983, v. 10, p. 729—732.
110. Mitra A. P., Rowe I. N. Ionospheric effects of solar flares. — J. Atmos. Terr. Phys., 1972, v. 34, N 5, p. 795—806.
111. Murcray D. G. et al. Stratospheric distribution of $ClONO_2$. — Geophys. Res. Lett., 1979, v. 6, p. 857—859.
112. Narcisi R. S. Nerative ion composition measurements in the *D*- and lower *E*-region. — Aeronomy Rept., 1972, N 48, p. 221—225.
113. Narcisi R. S., Bailey A. D. Mass-spectrometric measurements of positive ions at altitudes from 64 to 112 km. — J. Geophys. res., 1965, v. 70, p. 3687—3700.
114. Narcisi R. S. et al. Mass spectrometric measurements on negative ions in the *D*- and lower *E*-regions. — J. Atmos. Terr. Phys., 1971, v. 34, N 8, p. 1147—1159.
115. Narcisi R. S., Bailey A. D., Wlodyka L. E., Philbrick C. R. Ion composition measurements in the lower ionosphere during the November 1966 and March 1970 solar eclipses. — J. Atmos. Terr, Phys., 1972, v. 34, N. 4, p. 647—658.
116. Narcisi R. S., Philbrick C. R., Ulwick J. C., Gardner M. E. Mesospheric nitric oxide concentrations during PCA. — J. Geophys. Res., 1972, v. 77, N 7, p. 1332—1336.
117. Nicolet M., Verguson E. L'oxyde azoteux dans la stratosphere. Aeronomica Acta, 1971, A—/91. — 26 p.
118. Parrish A. et al. Chlorine oxide in the stratospheric ozone layer: Ground- based detection and measurement. — Science, 1981, v. 211, p. 1158—1161.
119. Penkett S. A. The application of analytical techniques to the understranding of chemical processes occuring in the atmosphere.— Toxicol. Env. Chem., 1981, v. 3, p. 291—321.
120. Prinn R. G. et al. The atmospheric lifetime experiment, 1, Introduction, instrumentation, and overview. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88, p. 8353—8367.
121. Pyle J. A., Zavody A. M. The derivation of near-global fields of hydrogen containing radical concentrations from satellite data sets. — Quart. J. Roy. Met. Soc., 1985.
122. Pyle J. A. Derivation of OH concentration from satellite infrared measurements of NO_2 and HNO_3. — Nature, 1983, v. 305.
123. Ramanathan K. R. Biannual variation of atmospheric ozone over the tropics. — Quart. J. Roy. Met. Soc., 1963, v. 89.
124. Rasmussen R. A., Khalil M. A. K. Gaseous bromine in the Arctic and Arctic haze. — Geophys. Res. Lett., 1984. v. 11, p. 433—436.
125. Rasmussen R. A., Khalil M. A. Atmospheric fluorocarbons and methyl chloroform at the South Pole. 1982. — Annual Issue of the Antarctic Journal of the United States, 1983, v. 17, p. 203—205.
126. Rasmussen R. A., Penkett S. A.. Prosser N. Measurements of carbontetrafluoride in the atmosphere. — Nature, 1979, v. 277, p. 549—550.
127. Rasmussen R. A. et al. Concentration distribution of methyl chloride in the atmosphere. — J. Geophys. Res., 1980, v. 85, p. 7350—7356.
128. Rowland F. S., Molina M. J. Chlorofluoromethanes in the environment. — Rev. Geophys. Space Phys., 1975, v. 13, p. 1—35.
129. Rudolf J., Ehhalt D. H., Toennissen A. Vertical profiles of ethane and propane in the stratosphere. — J. Geophys. Res., 1981, v. 86, p. 7267—7272.
130. Russel III J. M. et al. Validation of water vapor results measures by the Limb Infrared Monitor of the Stratosphere experiment on NIMBUS-7. — J. Geophys. Res., 1984, v. 89, p. 5115—5124.
131. Singh H. B., Salas L. J. Methodology for the analysis of peroxyacetyl nitrate (PAN) in the unpolluted troposphere.— Atmos. Environ., 1983, v. 17, p. 1507—1516.
132. Singh H. B. et al. Urban—nonurban relationships of halocarbons, SF_6, N_2O and other atmospheric trace constituents. — Atoms. Environ., 1977, v. 11, p. 819—823.
133. Solomon S., Garcia R. R. On the distribution of long-lived and chlorine species in the middle atmosphere. — J. Geophys. Res. 1984, v. 89, p. 11633—11644.
134. Solomon P. M. et al. Diurnal variation of stratospheric chlorine oxide: A critical test of chlorine chemistry in the ozone layer. — Science, 1984, v. 224, p. 1210—1214.
135. Steele L. P. et al. The global distribution of methane in the troposphere.— J. Atmos. Chem. 1985, v. 31.
136. Subbaraya B. H. et al. Results from the Indo—USSR ozonesonde intercomparison experiment. — Proceeding of the Indian Academy of Sciences (Earth Planet Sci.), 1987, v. 96, N 1, p. 25—40.

137. Taubenheim J., Subramaniam C. V., Klein G. Aeronomic results on neutral nitric oxide densities in the lower ionosphere inferred from electron density profiles. — COSPAR Paper, 4.1.6.1975.
138. Thomas L., Bowman M. R. Model studies of the *D*-region negative-ion composition during day-time and night-time. — J. Atmos. Terr. Phys., 1985, v. 47, N 6, p. 547—556.
139. Torkar K. M., Friederich M. Test of an ion chemical model of the *D*- and lower *E*-regions. — J. Atmos. Terr. Phys., 1983, v. 45, N 6, p. 369—386.
140. Vienkorn-Rudolph B., Bachman K., Schwartz B. Vertical profiles of hydrogen chloride in the troposphere. — J. Atmos. Chem. 1984, v. 2, p. 47—63.
141. Viggiano A. A., Arnold F. The first height measurements of the negative ion composition of the stratosphere. — Planet. Spece Sci., 1981, v. 29, N 8, p. 895—906.
142. Viggiano A. A. et al. The role of H_2SO_4 in stratospheric negative ion chemistry. — J. Geophys. Res., 1980, v. 85, N C8, p. 4551—4555.
143. Viggiano A. A. et al. Stratospheric negative-ion reaction rates with H_2SO_4. — J. Geophys. Res., 1982, v. 87, N C9, p. 7340—7342.
144. Viggiano A. A., Schlager H., Arnold F. Stratospheric negative ions — detailed height profiles. — Planet. Space Sci., 1983, v. 31, № 8, p. 813—820.
145. Waters J. W. et al. Aircraft search for millimeter wavelengh emission by stratospheric ClO. — J. Geophys. Res., 1979, v. 84, p. 7034—7040.
146. Waters J. W., Gustincic J. J., Swanson P. N. Atmospheric water vapor. N. Y.: Academic Press, 1980.
147. Weinstock E. M., Phillips M. J., Anderson J. G. *In situ* observations of ClO in the stratosphere: A review of recent results. — J. Geophys. Res., 1981, v. 86, p. 7273—7278.
148. Wofsy S. C., McElroy M. B., Yung Y. L. The chemistry of atmospheric bromine. — Geophys. Res. Lett., 1975, v. 2, p. 215—218.
149. Wuebbles D. I. Chlorocarbon emission scenarios: potential impact on stratospheric ozone. — J. Geophys. Res., 1983, v. 88, p. 1433—1443.
150. Yung Y. L. et al. Atmospheric bromine and ozone perturbations in lower sratosphere. — J. Atmos. Sci., 1980, v. 37(2).
151. De Zafra R. L. et al. A measurement of stratospheric HO_2 by ground-based mm-wave spectroscopy. — J. Geophys. Res., 1984, v. 89, p. 1321—1325.
152. Zander R. Recent observations of HF and HCl in the upper stratosphere. — Geophys. Res. Lett., 1981, v. 8.
153. Zander R., Leclerq H., Kaplan L. D. Concentration of carbon monoxide in the upper stratosphere. — Geophys. Res. Lett., 1981, v. 18.
154. Zbinden J. Mass spectrometer measurements of the positive ion composition in the *D*- and *F*-regions of the ionosphere. — Planet. Space Sci., 1975, v. 23, N 12, p. 1621—1640.

Глава 16. ГЛОБАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА

16.1. ОБЩЕЕ СОДЕРЖАНИЕ ОЗОНА И ЕГО ИЗМЕНЧИВОСТЬ ДЛЯ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ

Существующие в настоящее время модели общего содержания озона (ОСО) над северным полушарием созданы по данным наземной озонометрической сети и значительно устарели [9, 16, 20], поскольку в основу их положен довольно ограниченный материал. В них не учитывается изменчивость содержания озона. Самый же главный недостаток этих моделей заключается в том, что в их основу положены характеризующиеся существенными погрешностями данные об ОСО над территорией СССР, полученные с помощью прибора М-83 до 1973 г. После его модернизации данные М-83 по своему качеству близки к данным, полученным с помощью озонометра Добсона. По крайней мере на близлежащих станциях (например, Саппоро и Владивосток) данные, полученные с помощью озонометра Добсона и модернизированного прибора М-83, хорошо согласуются [7]. В последнее время появились модели, построенные по спутниковым данным [12, 13, 19]. Эти модели обладают двумя существенными недостатками:

1) в их основу положен короткий ряд наблюдений;
2) отсутствуют данные в приполярных областях зимой, т. е. в области полярной ночи.

В последние годы модели ОСО и его изменчивости для северного полушария построены в Центральной аэрологической обсерватории (ЦАО) [3]. Для построения модели использовались данные 100 станций наземной сети северного полушария, абсолютное большинство которых расположено в Евразии и Северной Америке. В табл. 16.1.1 в качестве примера приведены среднемесячные значения ОСО на трех станциях, которые характеризуют его годовой и вековой ход в различных регионах.

Данные обсерватории Резольют (Канада) описывают арктический тип озоносферы, очень изменчивой, с очень высокими максимумами весной и глубоким минимумом летом и осенью.

Зимой ОСО велико и в Саппоро (Япония), где его среднемесячное значение доходит до 472 Д. Е. в феврале 1968 и 1977 гг. Однако летне-осенний «провал» содержания озона тут не так глубок, как на севере, и его содержание в это время года не столь изменчиво.

Обсерватория Ароза (Швейцария) описывает тип озоносферы умеренных широт с гораздо более слабыми годовыми и многолетними различиями. Крайние среднемесячные значения ОСО тут меняются от 425 Д. Е. (март 1962 г.) до 268 Д. Е. (ноябрь 1967 и 1983 гг.), а среднегодовые его значения меняются и вовсе слабо, в течение 30 лет они колебались лишь от 312 до 345 Д. Е.

Режим озона тропической зоны более устойчив. Так, на станции Мауна-Лоа на Гавайских островах (20° с. ш., 155° з. д.) абсолютные экстремумы среднемесячных значений ОСО за 30 лет менялись только от 313 до 225 Д. Е., а годовые средние — от 252 до 291 Д. Е. Влияние больших весенних максимумов ОСО высоких широт здесь, очевидно, слабо, но зато появляются очень низкие значения, характерные для тропической зоны. Они, возможно, связаны с миграцией внутритропической зоны конвергенции (ВЗК) северного полушария. Как показывает опыт других обсерваторий этой области Земли, в том числе индийских, среднемесячные значения ОСО вблизи ВЗК могут сильно понижаться. Заметим, что обсерватории, расположенные в приэкваториальной области (например, Сингапур), отмечают еще большее

Таблица 16.1.1

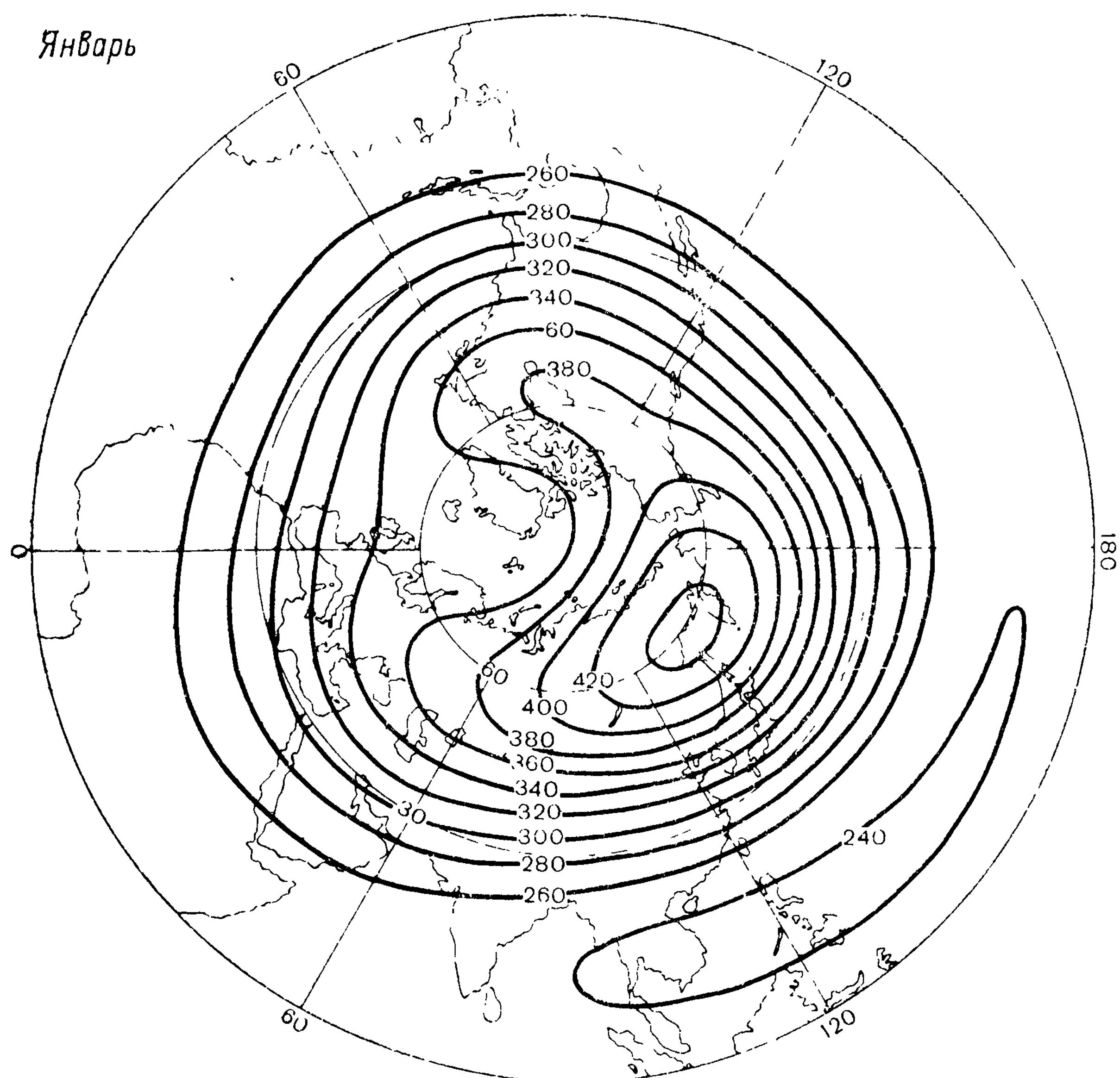
Среднемесячные значения общего содержания озона (Д. Е.) на различных станциях

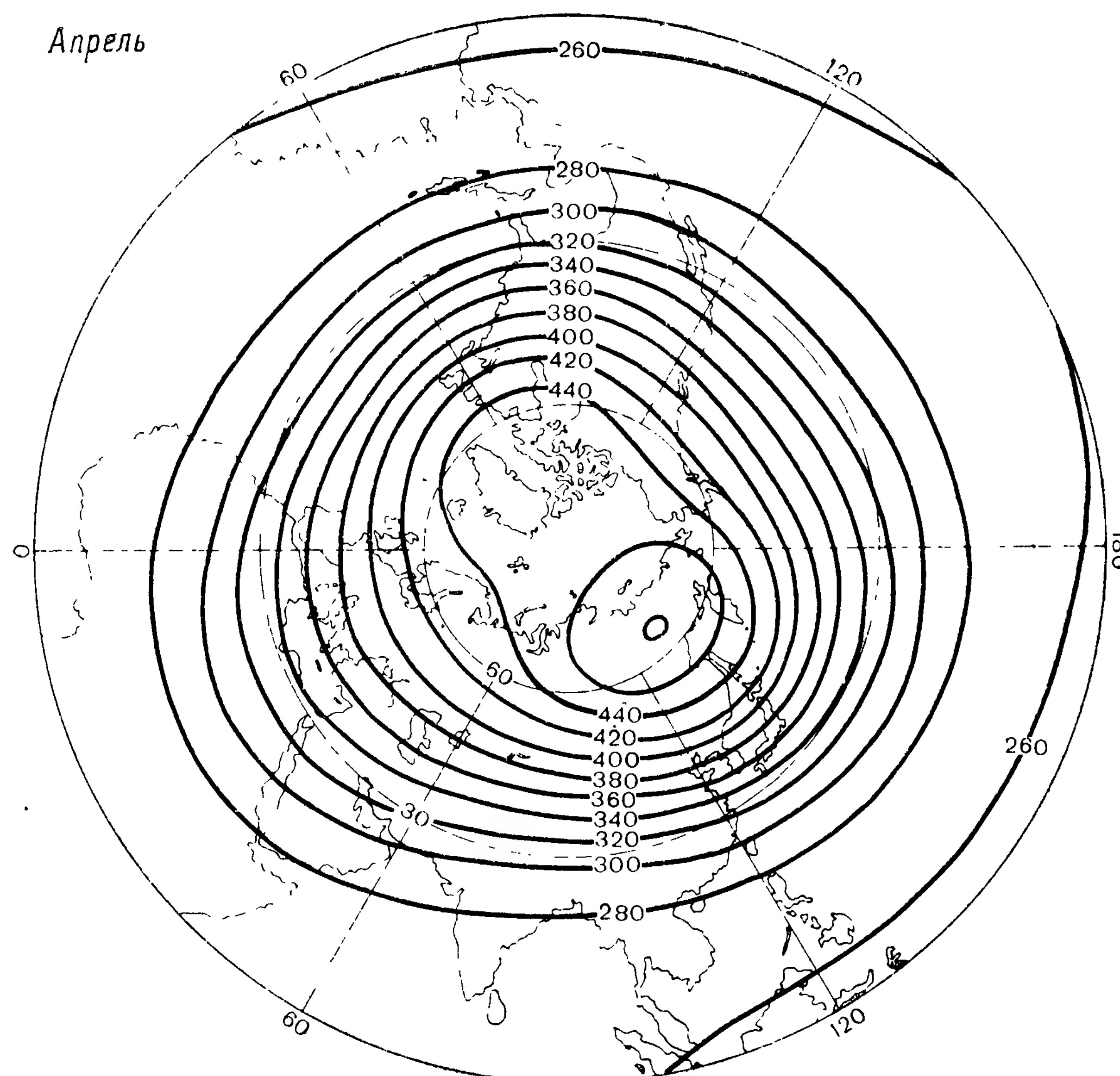
Год	Январь	Февраль	Март	Апрель	Май	Июнь	Июль	Август	Сентябрь	Октябрь	Ноябрь	Декабрь	Год
Резольют (75° с. ш., 95° з. д.)													
1957							346	315	319	320	340	301	
1958	376	502	500	493	417	373	346	306	322	342	427	321	
1959	348	410	507	489	437	371	325	319	317	303	279	321	
1960	387	481	462	503	421	377	343	304	302	302	394	385	389
1961	379	456	521	443	415	362	331	306	291	314	336	306	373
1962	310	463	431	422	418	353	321	293	279		334	394	365
1963	347	467	526	447	434	380	350	328	341			351	
1964	383	491	529	495	413	376	346	326	286				
1965		445	434	472	399	377	343	315	299				
1966	480	495	522	519	405	389	351	338	273		455	490	428
1967	396		428	451	404	360	342	310	324	316	352	378	369
1968	483	434	446	473	445	392	355	318	316	327	371	475	403
1969	424	459	504	467	441	392	340	310	278	314	326	412	389
1970	492	474	481	531	467	416	358	324	301	339	312	375	400
1971	480		520	490	429	375	345	323	312	351		301	
1972	379		496	472	423	393	348	329	310	329			
1973			556	510	415	369	346	311	313	348			
1974			544	508	432	394	345	311	325	364	377		
1975	395	508	517	458	417	369	345	308	304	311	298	456	391
1976			451	447	408	374	333	308	330	296			
1977	380		521	477	422	384	351	325	293	337	383	342	384
1978	428	404	495	485	417	396	335	335	291	321	297	361	380
1979	325	499	513	480	398	393	348	335	307	363	410	446	403
1980	392	433	492	495	414	386	356	322	302	298	375	312	381
1981	382	425	493	481	413	372	344	327	298	280	384	369	380
1982	435	387	460	483	428	380	353	330	285	318	333	399	382
1983	406	521	488	462	427	360	338	309	289	291			
1984	381		493	467	407	371	349	320	288	303	380	364	381
1985		494	515	484	408	376	350	329	281	304	270	300	373
Среднее	393	463	494	476	420	389	344	318	303	320	354	371	379

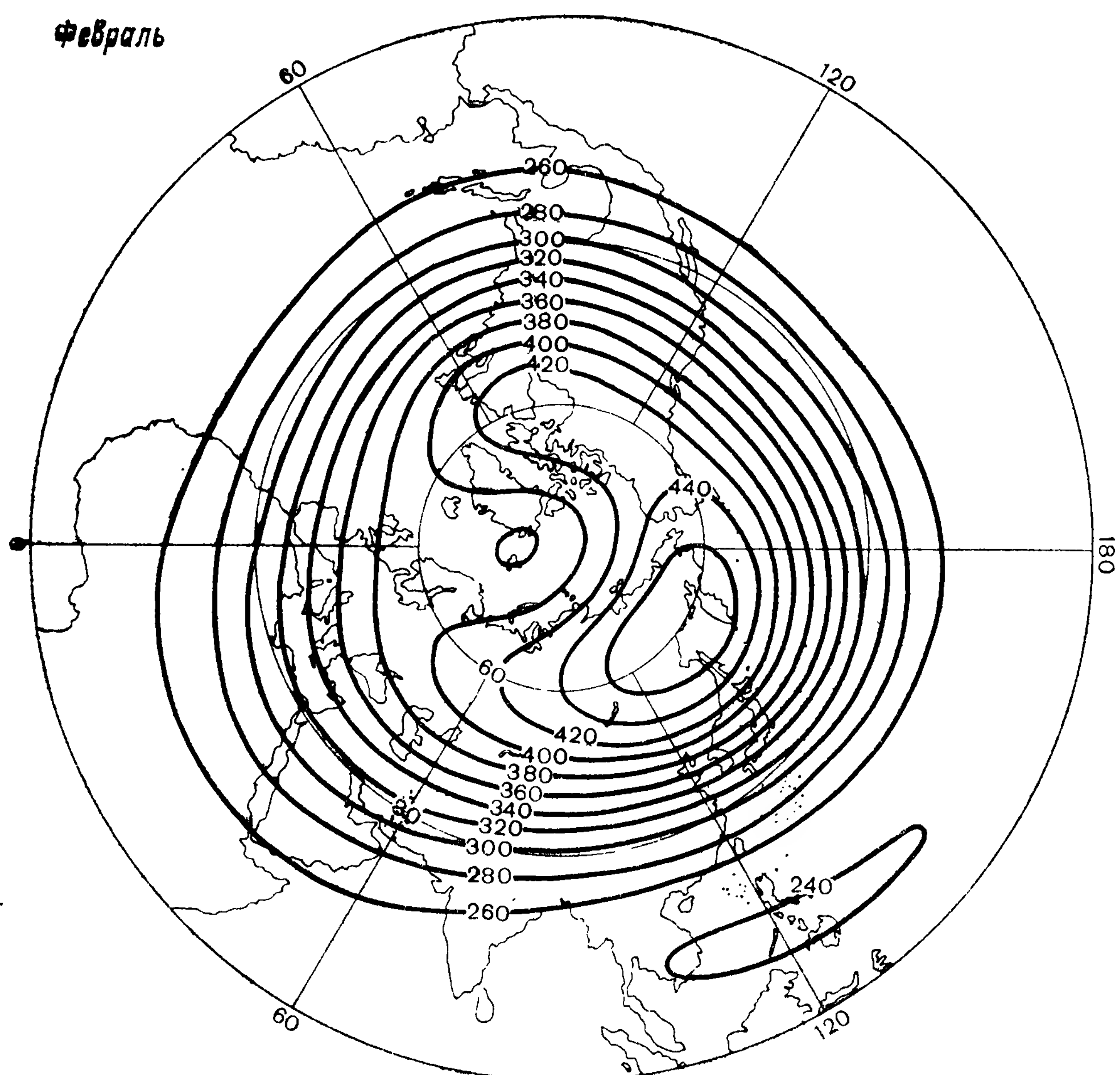
Год	Январь	Февраль	Март	Апрель	Май	Июнь	Июль	Август	Сентябрь	Октябрь	Ноябрь	Декабрь	Год
					.Саппоро (40° с. ш., 141° в. д.)								
1958		426	465	419	408	376	325	310	294	319	326	391	369
1959	445	427	422	414	391	382	346	311	314	315	349	385	375
1960	440	458	441	415	398	375	330	288	298	288	325	366	368
1961	412	436	471	410	376	366	332	319	311	288	325	391	370
1962	429	449	445	390	389	340	312	287	290	296	322	368	360
1963	452	440	439	400	391	350	332	314	330	296	324	364	369
1964	396	444	431	381	390	367	326	291	312	315	337	365	363
1965	407	442	456	425	396	369	338	299	303	307	276	311	361
1966	452	432	441	403	386	387	345	297	308	324	334	410	377
1967	431	432	427	406	360	367	325	306	297	313	333	407	368
1968	434	472	462	404	404	375	344	314	309	288	323	354	373
1969	410	436	440	401	414	366	332	316	311	325	331	396	373
1970	427	451	497	424	390	374	329	310	301	317	337	391	379
1971	406	458	437	411	396	381	331	309	308	330	334	371	373
1972	382	414	414	405	386	370	325	305	305	312	353	378	378
1973	401	445	471	406	400	378	320	301	325	335	370	410	378
1974	450	424	448	416	419	366	347	308	302	322	356	381	378
1975	423	462	439	442	407	379	335	309	303	321	335	383	378
1976	410	411	405	422	376	349	316	315	302	307	337	380	361
1977	433	472	436	423	398	372	317	311	303	301	316	364	370
1978	411	442	437	434	391	343	305	298	309	312	326	380	365
1979	412	410	443	419	418	360	340	309	308	294	321	355	366
1980	413	455	431	424	394	362	342	323	305	306	329	395	373
1981	427	439	432	413	384	381	324	311	315	315	347	380	372
1982	441	465	436	418	403	380	357	305	312	316	337	355	377
1983	396	439	416	384	394	392	351	304	310	336	344	410	373
1984	439	464	470	428	408	364	323	297	312	317	332	377	378
1985	418	410	408	387	392	381	323	291	315	317	349	393	356
1986	437	456	419	421	397	364	335	296	304	325	355	362	373
Среднее	423	442	441	412	395	370	331	305	307	312	334	378	371
					Ароза (47° с. ш., 10° в. д.)								
1957							313	304	286	266	284	318	
1958	349	338	395	397	360	353	337	313	287	291	291	311	333
1959	360	366	360	384	375	358	325	319	304	291	298	322	339
1960	343	382	406	392	366	342	336	315	308,	304	287	319	341
1961	361	327	337	359	371	342	334	307	281	279	296	306	324
1962	345	362	425	392	360	347	331	302	295	269	297	305	336
1963	368	418	383	381	372	355	330	319	293	284	285	301	340
1964	309	339	350	376	363	326	314	311	292		269	307	323
1965	331	384	379	372	374	332	339	317	304	276	280	314	326
1966	355	338	396	378	365			316	303	279	314	315	
1967	354	357	351	364	341	344	314	310	290	272	268	300	322
1968	337	379	381	372	348	350	330	330	306	277	275	334	334
1969	336	420	363	378	355	369	336	337	298	286	312	342	344
1970	332	417	408	417	338	355	330	322	296	288	275	312	345
1971	346	352	311	368	364	356	324	304	313	275	290	302	334
1972	345	363	382	368	362	346	325	308	313	289	290	307	333
1973	318	382	361	426	348	343	342	311	289	285	270	299	331
1974	329	359	342	380	365	354	320	311	292	330	299	284	330
1975	308	340	368	365	353	344	317	310	283	283	295	289	321
1976	339	352	360	375	351	345	324	326	309	276	285	312	330
1977	352	391	347	379	370	353	337	324	302	272	291	301	335
1978	343	361	344	388	370	351	326	312	287	270	275	292	327
1979	341	375	375	406	372	341	331	317	291	289	283	308	336
1980	329	336	361	389	378	354	327	305	286	278	285	298	327
1981	324	378	357	364	367	328	321	309	294	290	281	309	327
1982	333	374	389	369	360	347	320	320	285	284	273	288	328
1983	292	353	327	359	341	330	310	311	284	271	260	294	312
1984	337	368	380	367	373	343	322	319	302	286	281	293	331
1985	358	338	356	339	336	326	306	290	274	272	297	285	315
1986	356	386	356	380	342	331	320	303	286	279	286	298	322
Среднее	339	370	371	379	362	345	325	313	294	282	286	305	

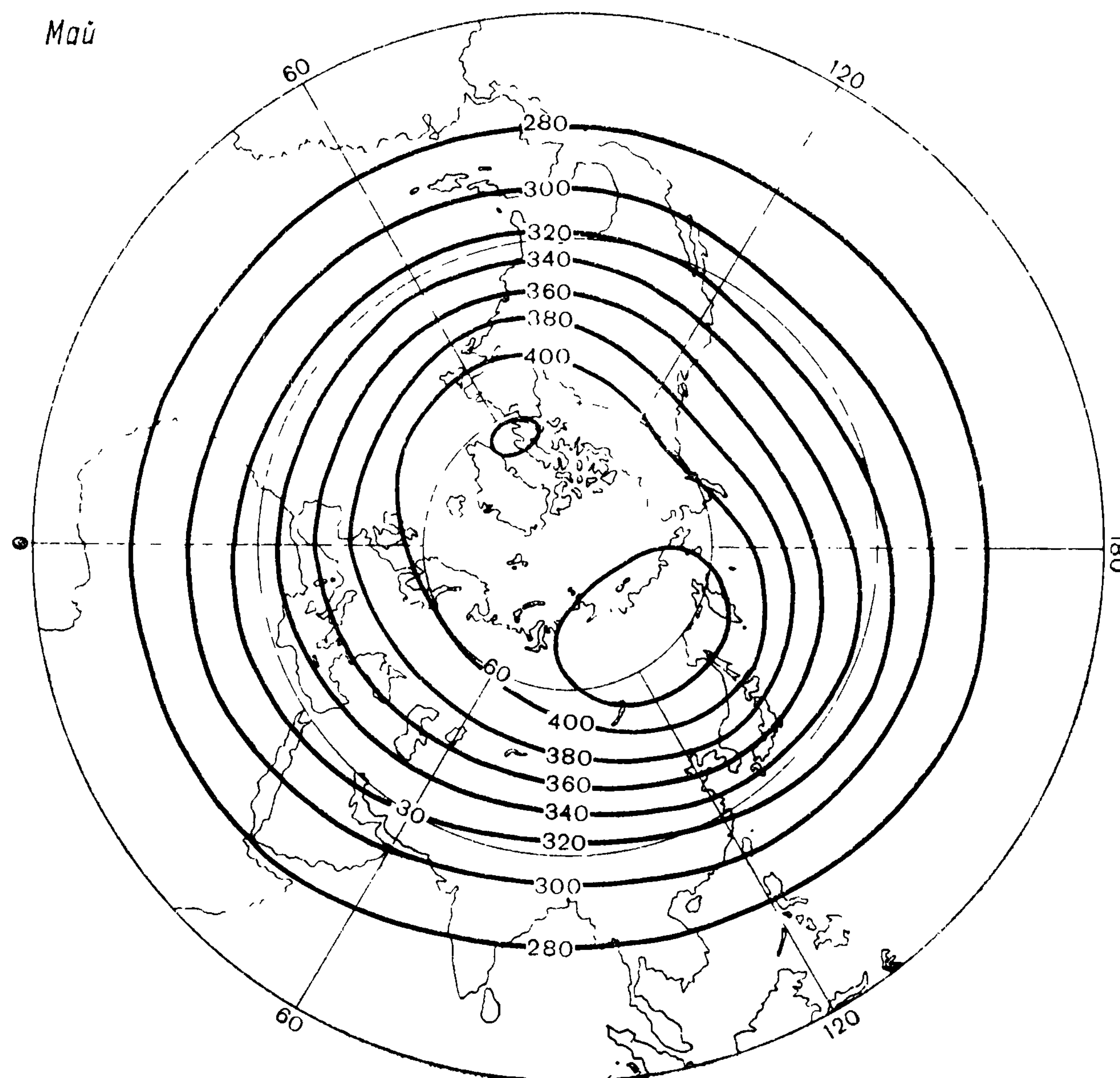
постоянство среднемесячных значений ОСО в течение года и в течение десятилетий, поскольку находятся уже вне зоны влияния ВЗК и северного, и южного полушария.

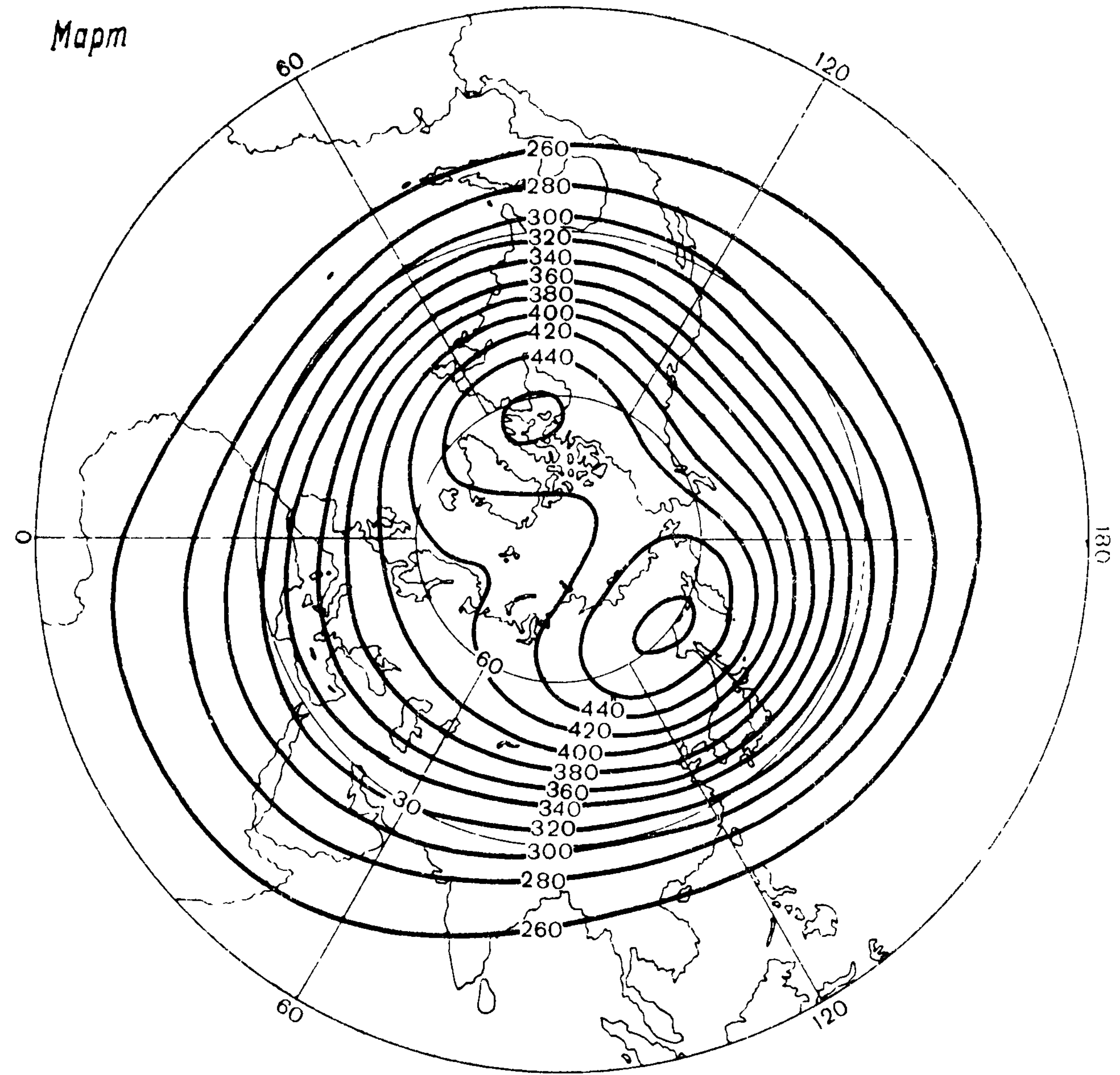
На рис. 16.1.1 представлены среднемесячные карты ОСО, ошибка указанных значений составляет в среднем ±10 Д. Е.











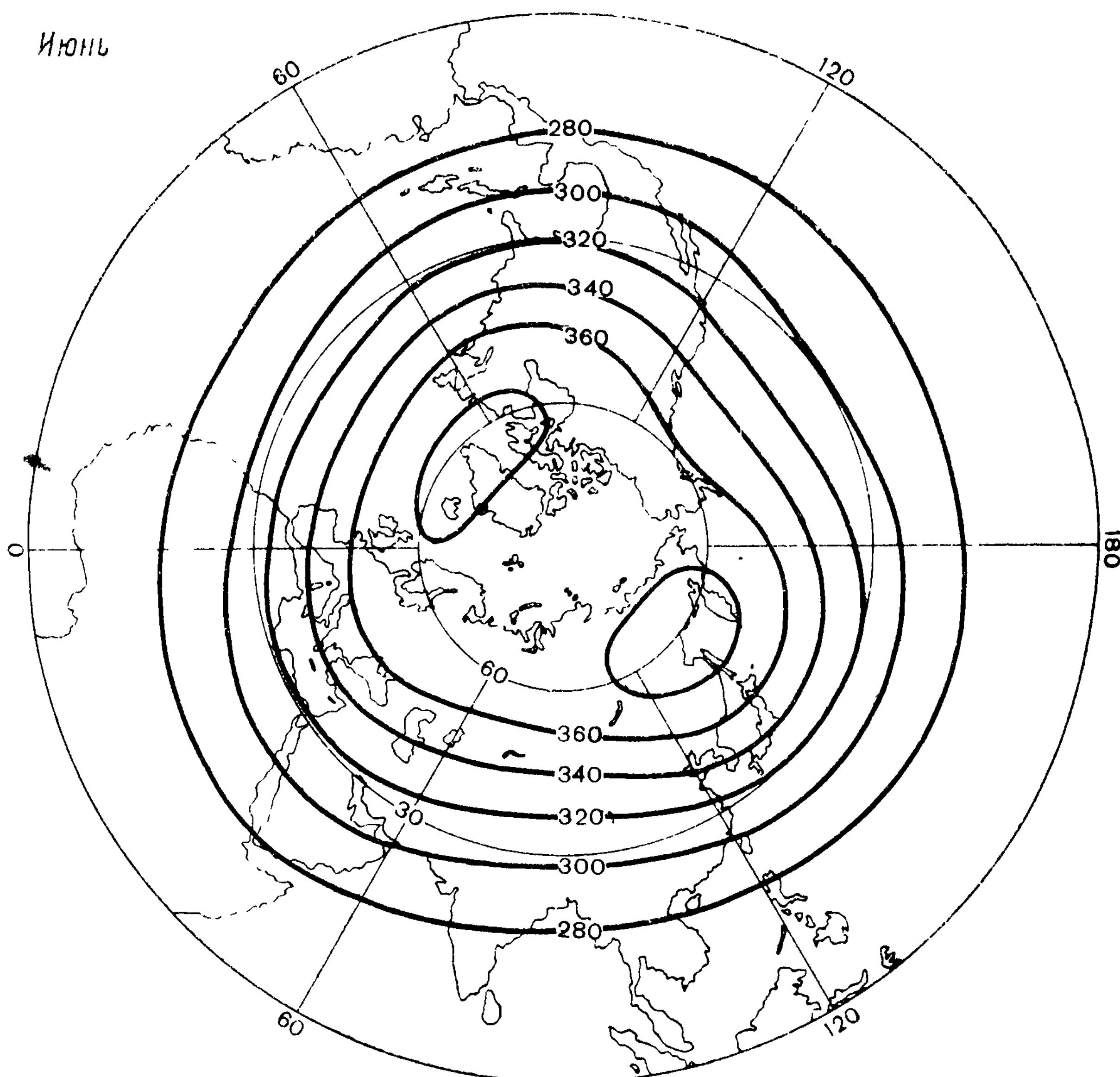
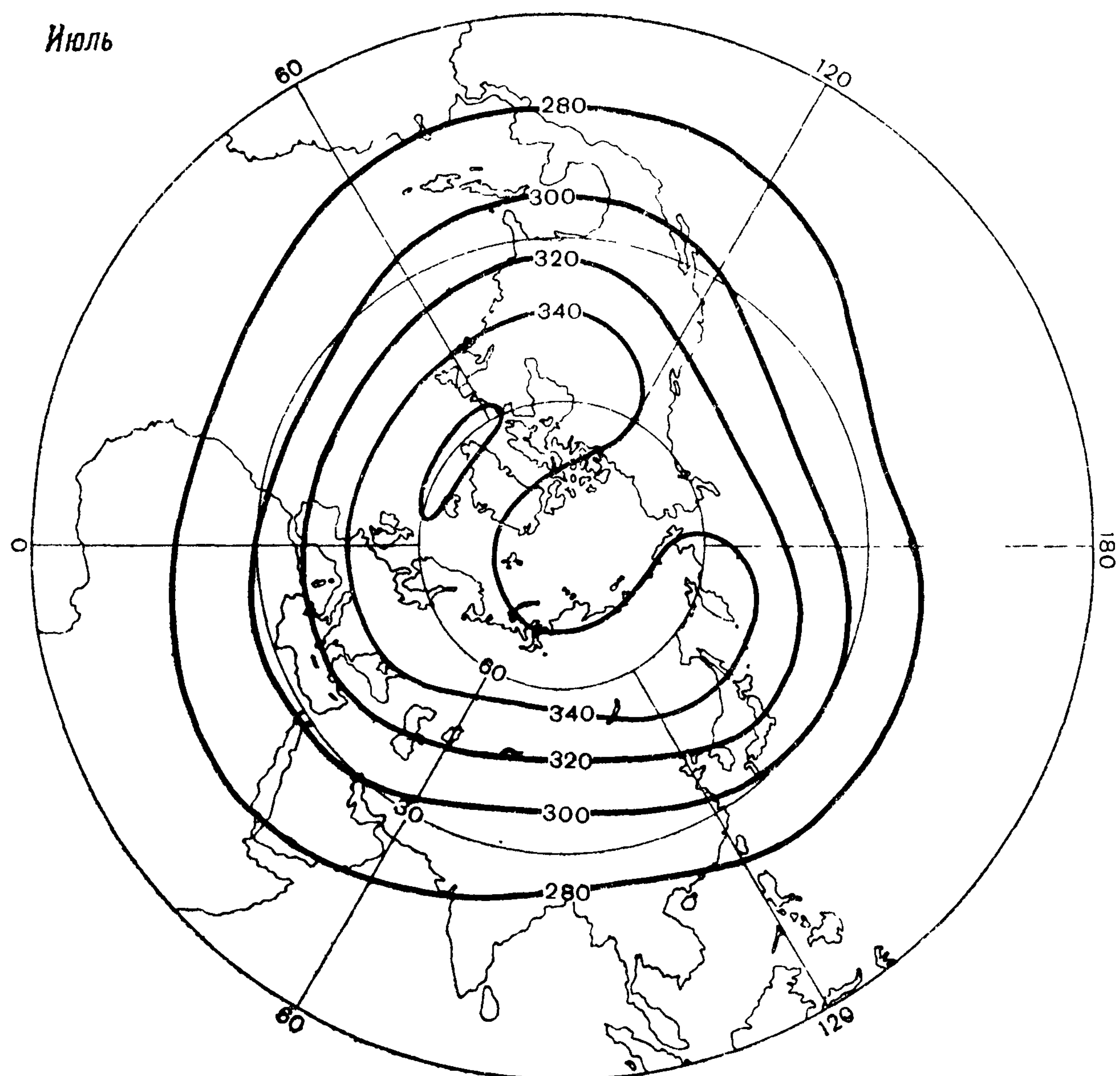
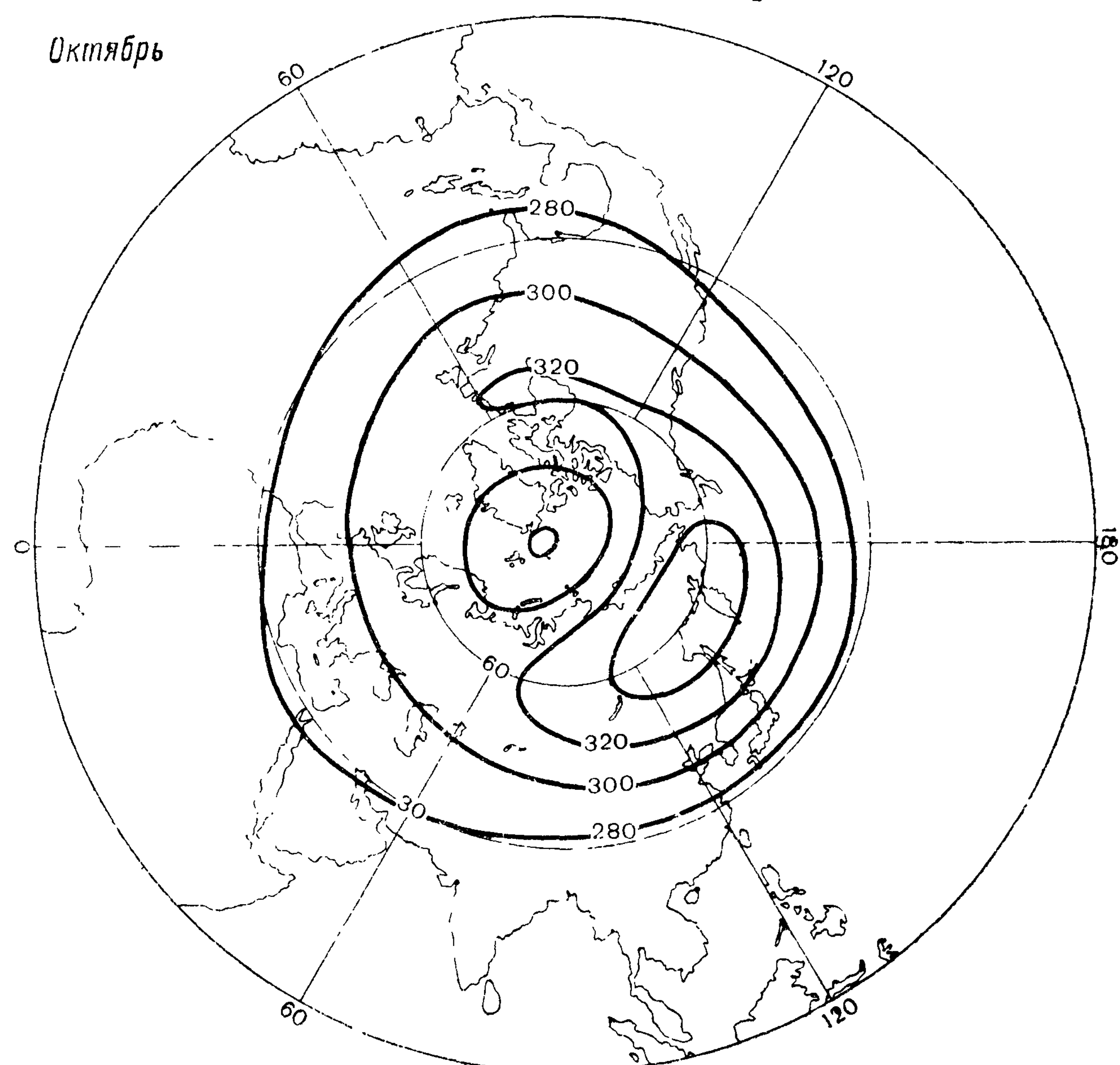
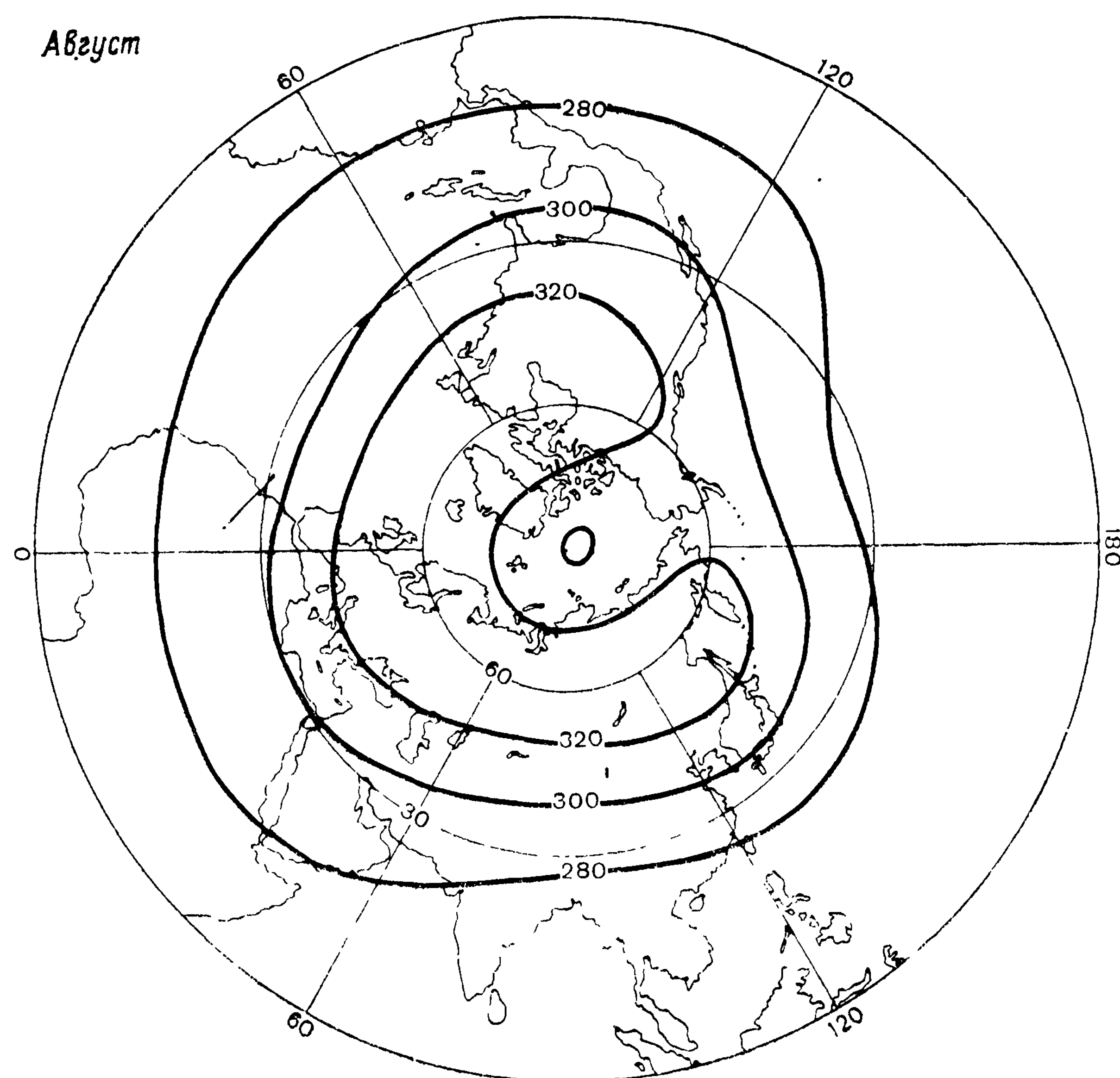
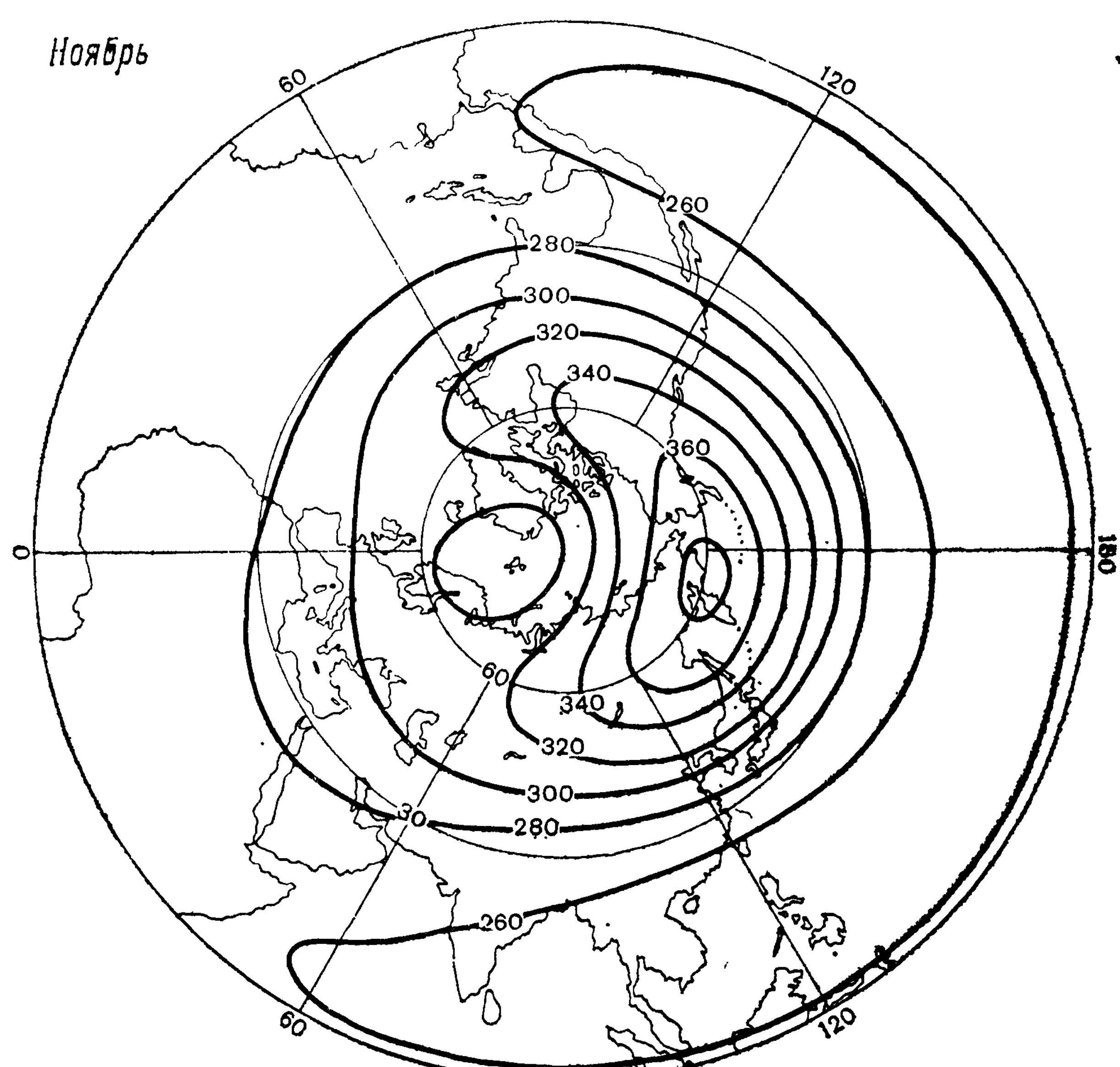


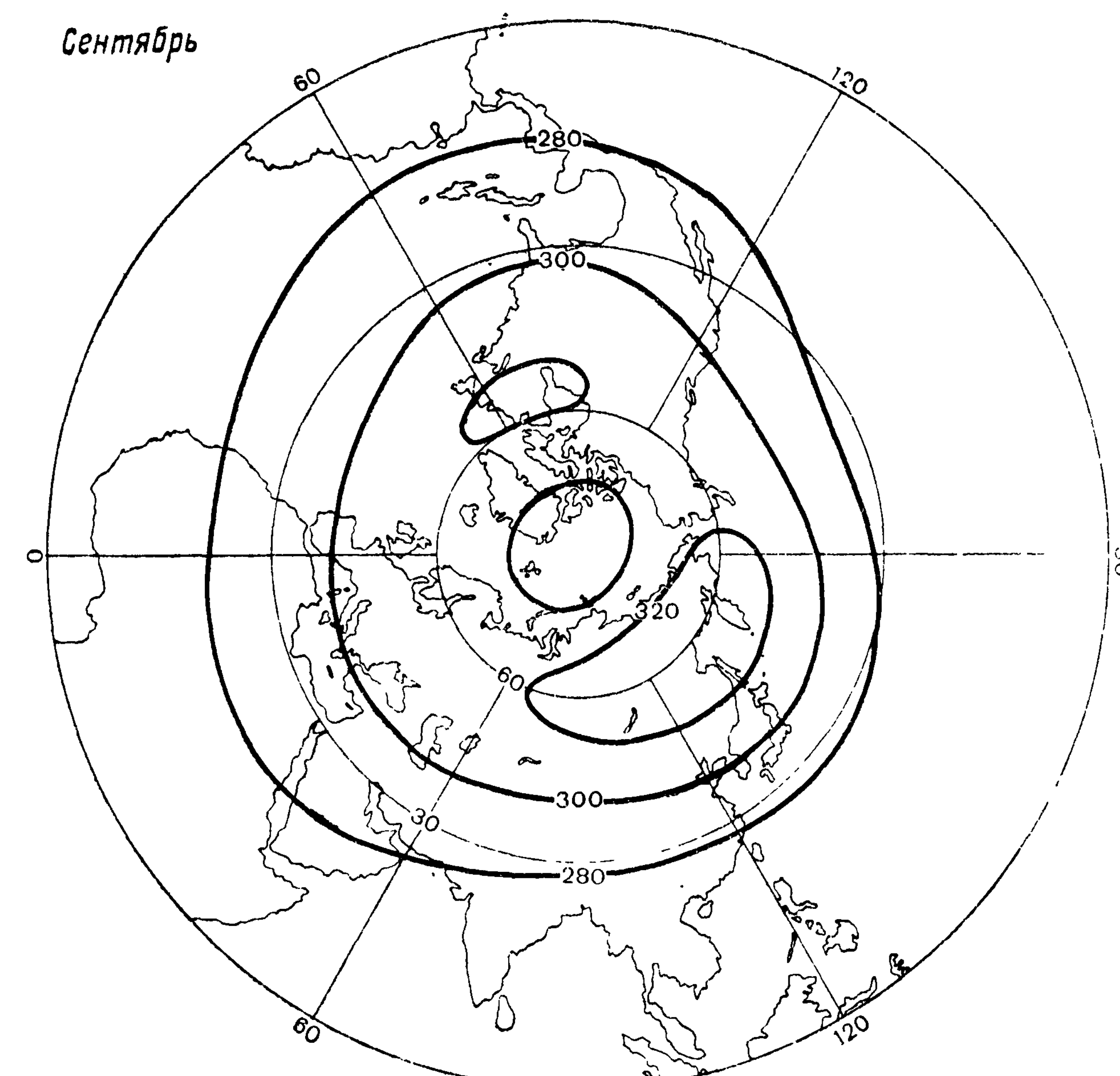
Рис. 16.1.1. Среднемесячные карты общего содержания (Д. Е.) для северного полушария.











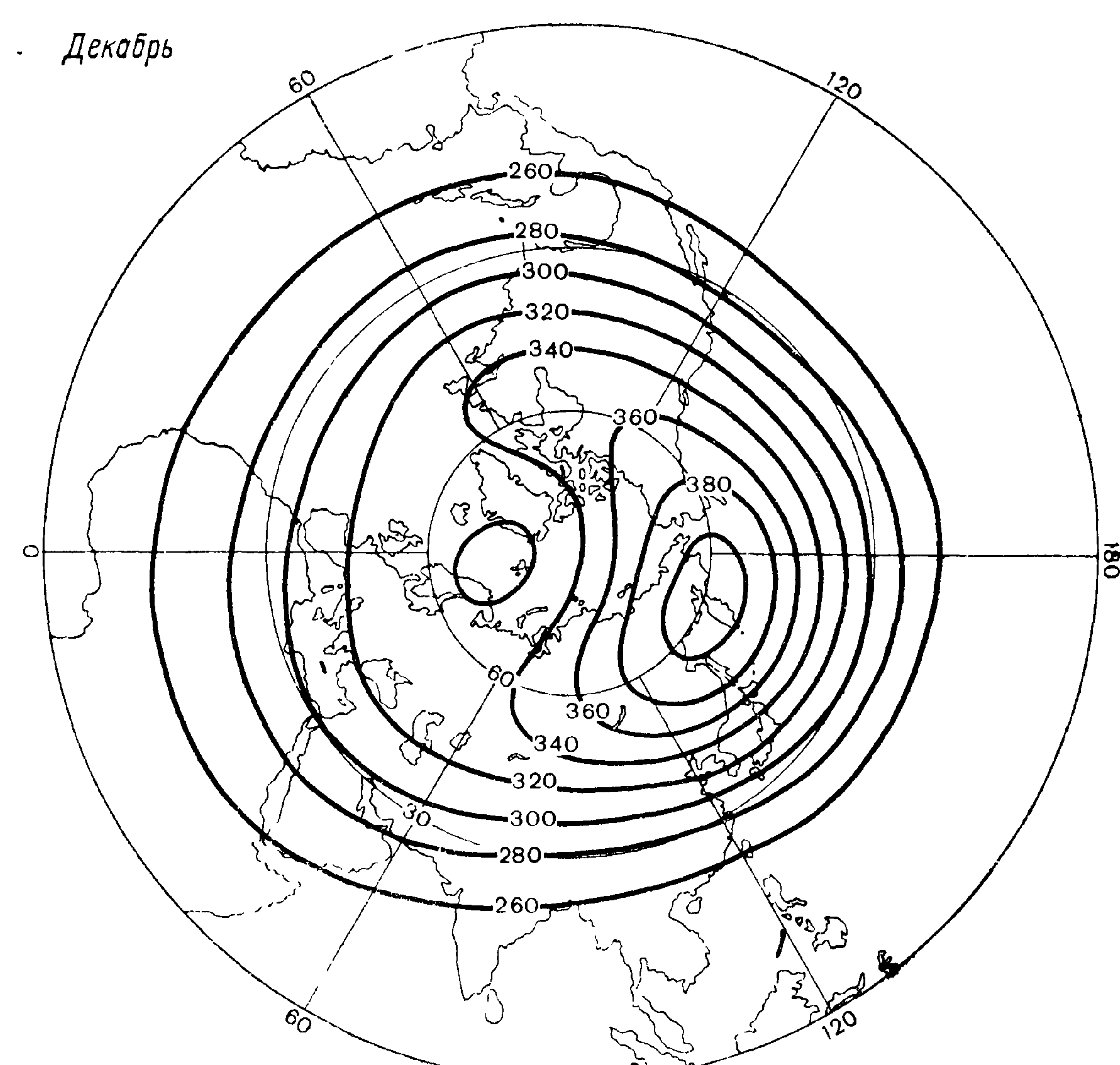


Рис. 16.1.1. Среднемесячные карты общего содержания (Д. Е.) для северного полушария.

Видно, что в поле ОСО существует две ярко выраженные зоны: полярных и умеренных широт и тропическая, между которыми расположена область с резкими градиентами ОСО. Говорить о широтном ходе озона внутри каждой зоны трудно, поскольку широтные различия ОСО одинаковы с долготными; следует говорить о географическом распределении озона. Основной максимум ОСО, за исключением летних месяцев, расположен в районе Охотского моря. Несомненно, что своим происхождением он обязан алеутскому антициклону. Об этом говорит не только совпадение их местоположений, но и временной ход озона. Если над Западной Европой минимальное ОСО наблюдается в октябре—ноябре, то в области Охотского моря — в августе. Уже в сентябре, когда начинает формироваться алеутский антициклон ОСО в этой области начинает расти. Второй, значительно более слабый максимум ОСО, расположен над восточной частью Канады. Основной минимум ОСО в зимнее полугодие расположен между Скандинавией и Гренландией, т. е. в области, куда наиболее часто смещается стратосферный циркумполярный циклон. Вторичный минимум ОСО расположен в районе Аляски.

Сопоставление данных карт ОСО с климатологическими значениями высоты тропопаузы [8] позволяет обнаружить очевидную антикорреляцию между климатологическими полями ОСО и высоты тропопаузы.

На рис. 16.1.2 приведены стандартные отклонения для среднесуточного ОСО (ошибка составляет в среднем ±5 Д. Е.). Если требуется оценить изменчивость значений ОСО, полученных усреднением данных за несколько суток, для широт 30—70° с. ш. можно воспользоваться следующим приближением автокорреляционной функции рядов отклонений от годового хода:

$$f(\tau) = e^{-\tau/\tau_0},$$

где $\tau_0 = 2{,}5$ сут. Тогда дисперсия среднего за n дней находится из формулы

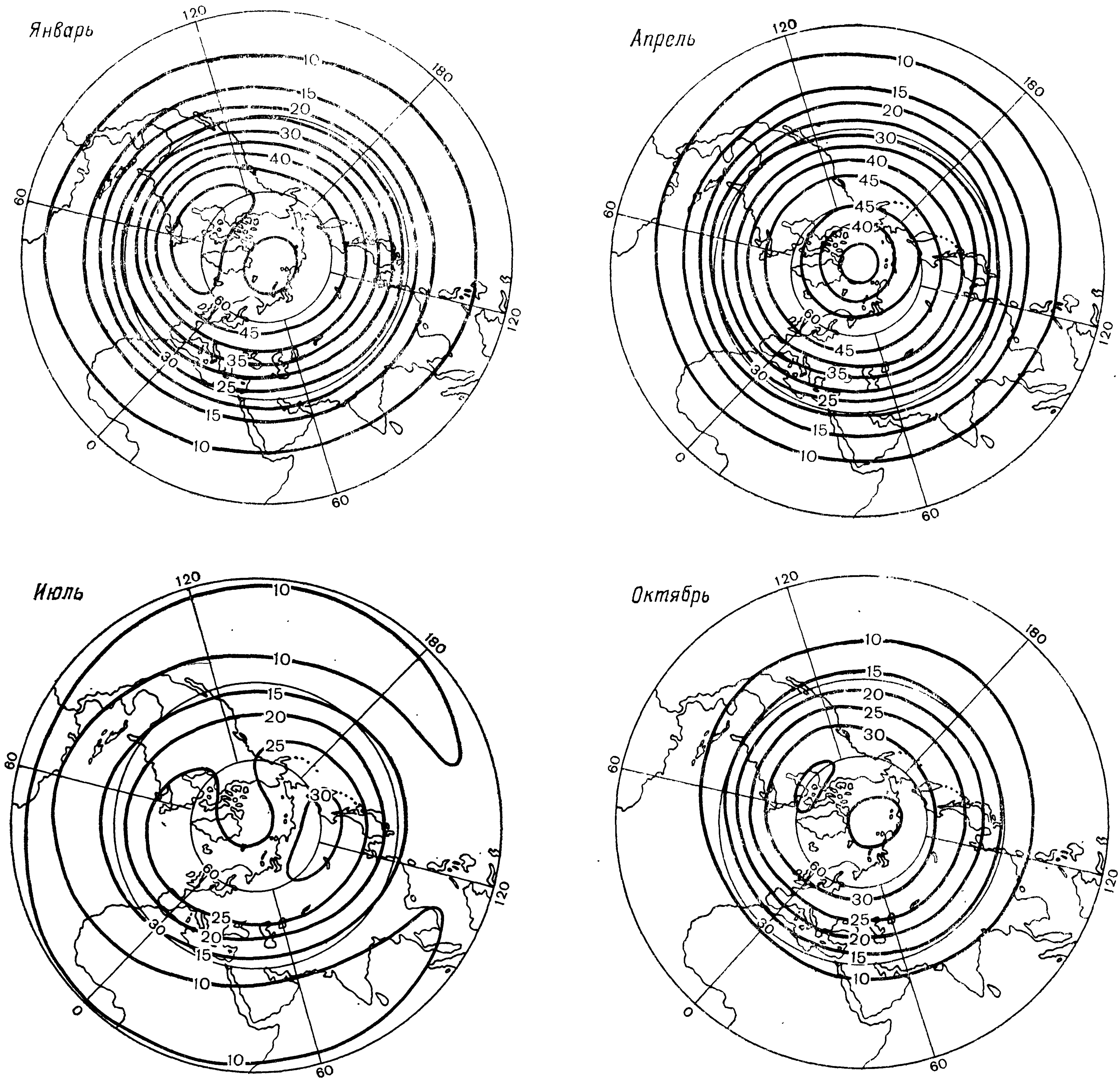


Рис. 16.1.2. Стандартные отклонения общего содержания озона (Д. Е.) от среднесуточных значений для различных месяцев.

$$\sigma_n^2 = \frac{\sigma^2}{n}\left\{1 + \frac{2\gamma}{1-\gamma}\left[1 - \frac{1-\gamma^n}{n(1-\gamma)}\right]\right\}, \qquad (16.1.1)$$

где $\gamma = e^{-1/\tau_0}$, σ — стандартное отклонение для суточных значений, получаемое из рис. 16.1.2. Формула успешно работает для $2 \leqslant n \leqslant 30$. Для оценки изменчивости ОСО в некоторой области в пределах зоны 40—70° с. ш. можно воспользоваться [7] аппроксимацией пространственной корреляционной функции поля ОСО:

$$F(R) = \exp\left[-(R/R_0)^2\right].$$

Значения R_0 для различных сезонов и периодов осреднения приводятся ниже:

Период осреднения	Сутки				Неделя	Месяц
R_0 км	1450 (зима)	1250 (весна)	1100 (лето)	1200 (осень)	1550	2000

Изменчивость ОСО велика в высоких широтах зимой (превышает 50 Д. Е.). Очевидно, это обусловлено нестабильным положением циркумполярного циклона в северном полушарии и большой горизонтальной неоднородностью ОСО в этот период, обусловленной прежде всего сильной зависимостью ОСО от расстояния до центра циркумполярного циклона [1]. В более низких широтах изменчивость меньше и составляет около 20 Д. Е. в средних широтах и 10 Д.Е. — в низких.

В последнее время появились опасения возможного уменьшения содержания озона в результате антропогенных

в австралийском секторе. Очевидно, поэтому моделей ОСО для южного полушария практически не существует.

В 1976 г. Лондон с коллегами [16] опубликовал атлас глобального распределения ОСО, составленный по данным наземной сети за каждый месяц с июля 1957 г. по июнь 1967 г. Если принять во внимание отмеченную выше особенность размещения озонометрических станций в южном полушарии, то не ясно, каким образом авторы [16] сумели построить поля ОСО, характеризуемые волновым числом $n = 3$. Толсон [19] построил модель ОСО по данным спутника «Нимбус-4». Однако информацией о приполярных райо-

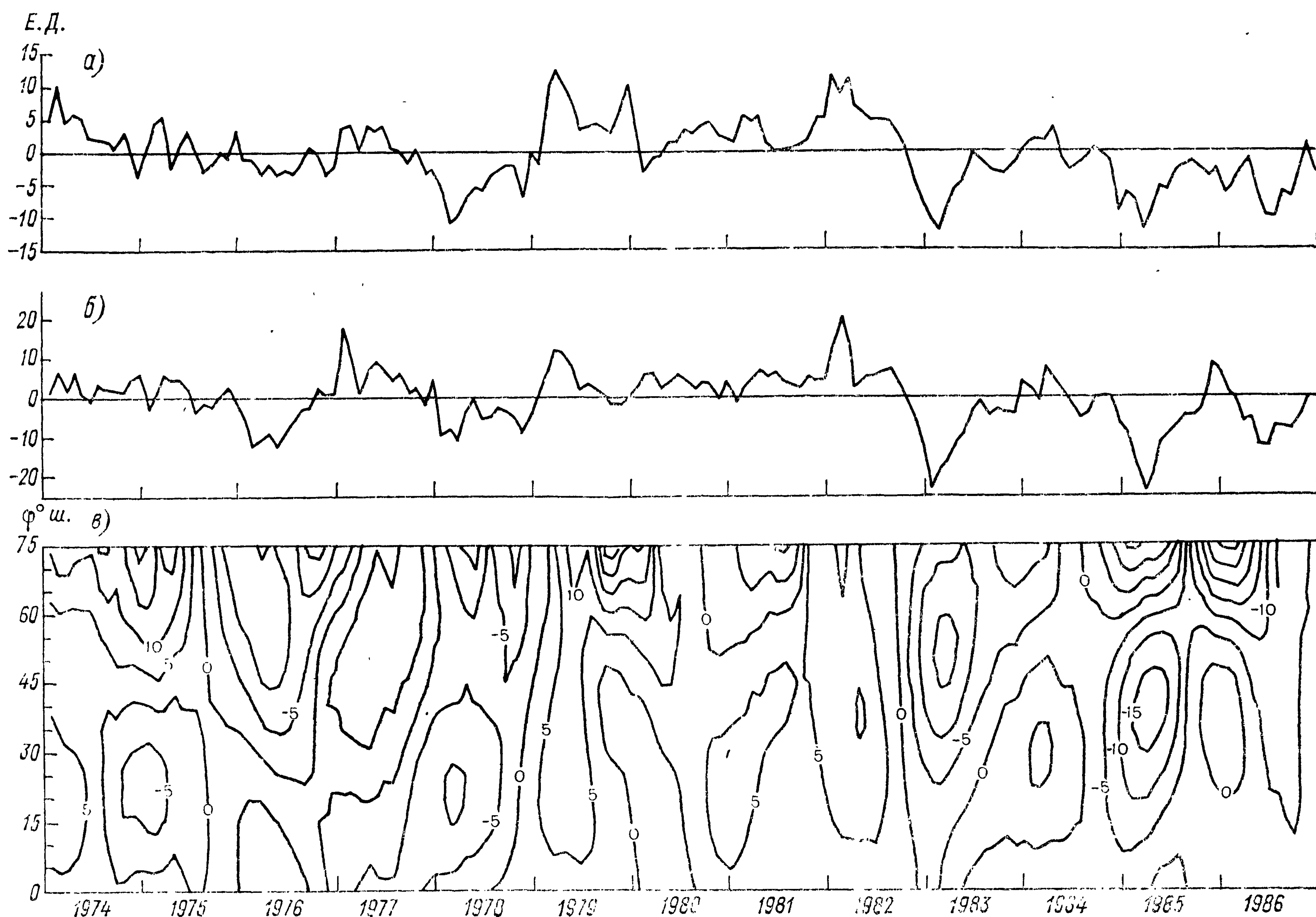


Рис. 16.1.3. Временной ход отклонений общего содержания озона (Д. Е.) от многолетних норм для северного полушария (*а*) и для зоны 30—60° с. ш. (*б*), а также широтно-временной разрез этих отклонений (*в*).

воздействий. Поэтому особую актуальность приобрела проблема трендов озона. Длительные (25—30 лет) исследования не обнаруживают значимых трендов ОСО [2, 12]. Однако если рассматривать более короткие периоды (около 10 лет), то в последние годы обнаруживается некоторая тенденция к уменьшению ОСО (рис. 16.1.3 *а*, *б*), что обусловлено пониженным содержанием озона в 1983 и 1985 гг. Уменьшение содержания озона в 1983 г. исследователи связывают с извержением вулкана Эль-Чичон. Аномалия содержания озона в 1985 г., возможно, связана с резко аномальным распределением барического и циркуляционного полей стратосферы северного полушария зимой 1984-85 г.

Широтно-временной ход отклонений ОСО от многолетних норм (рис. 16.1.3 *в*) указывает на различный знак этих отклонений в высоких и низких широтах [19]. На этом же рисунке четко прослеживаются квазидвухлетние колебания ОСО как в низких, так и в высоких широтах.

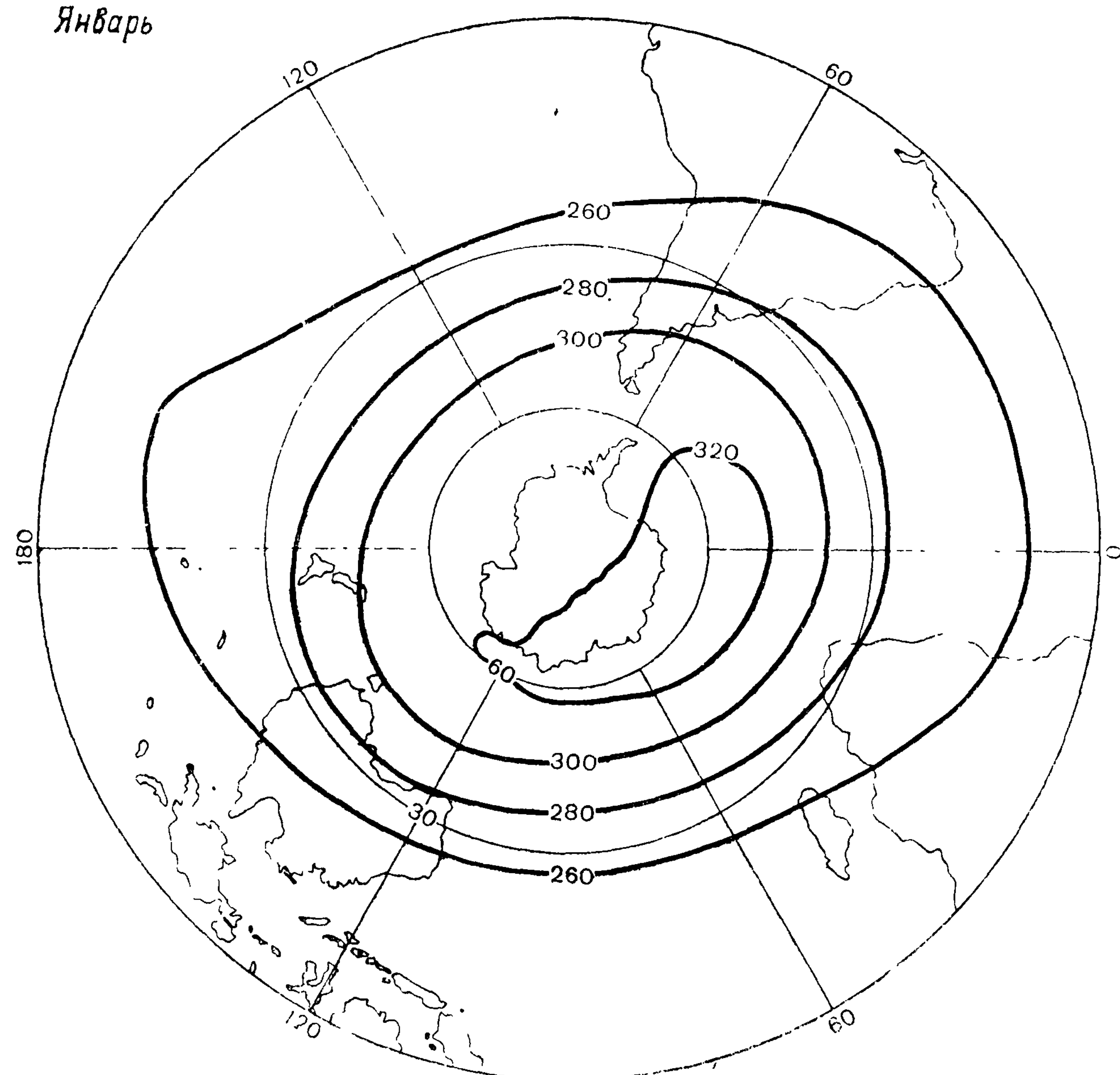
16.2. ОБЩЕЕ СОДЕРЖАНИЕ ОЗОНА И ЕГО ИЗМЕНЧИВОСТЬ ДЛЯ ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЯ

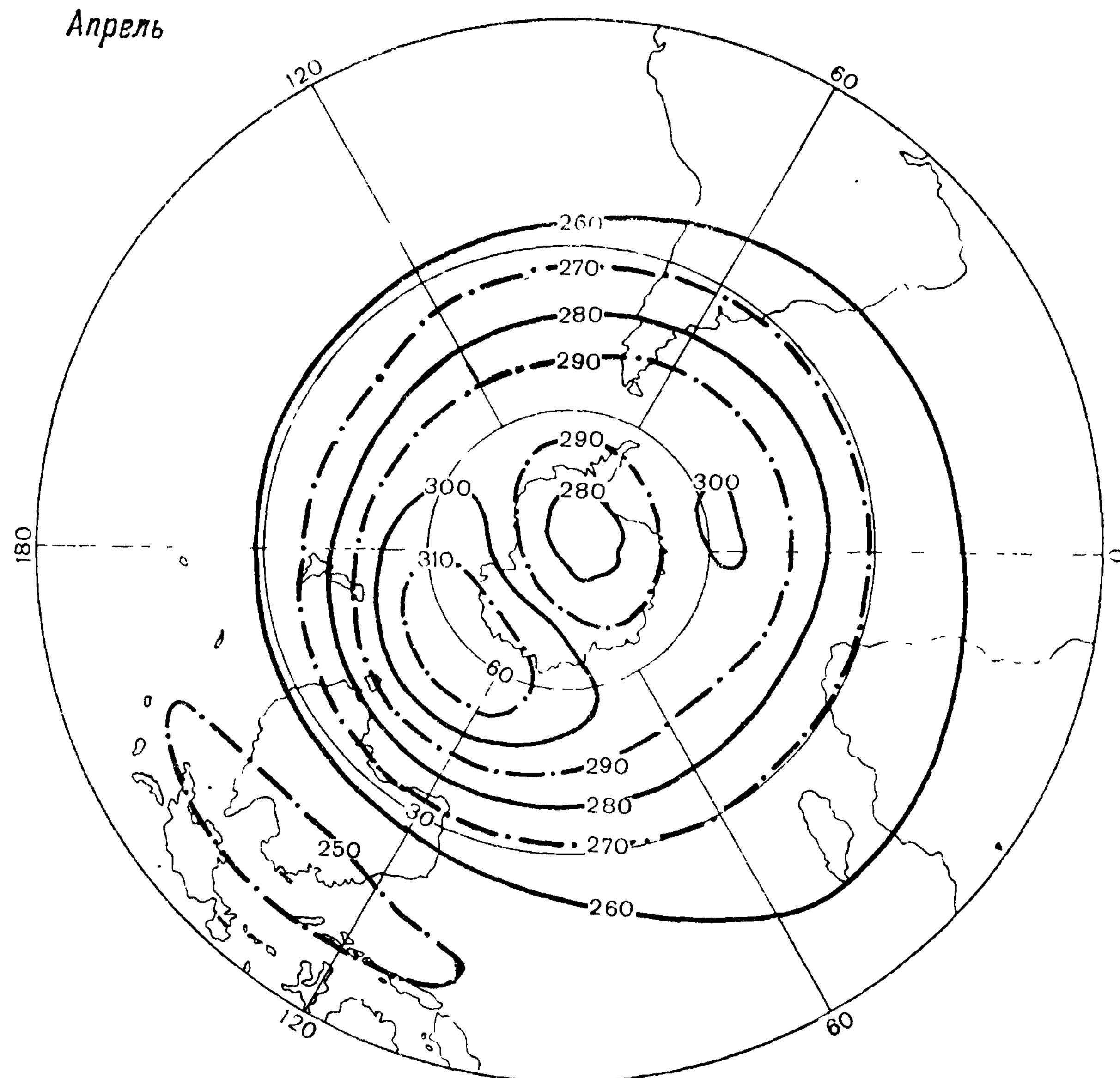
Построение эмпирической модели ОСО для южного полушария вызывает большие трудности в связи с редкой озонометрической сетью. Относительно хорошо освещены данными лишь Антарктида и низкие широты. В средних и субполярных широтах измерения ОСО проводятся только

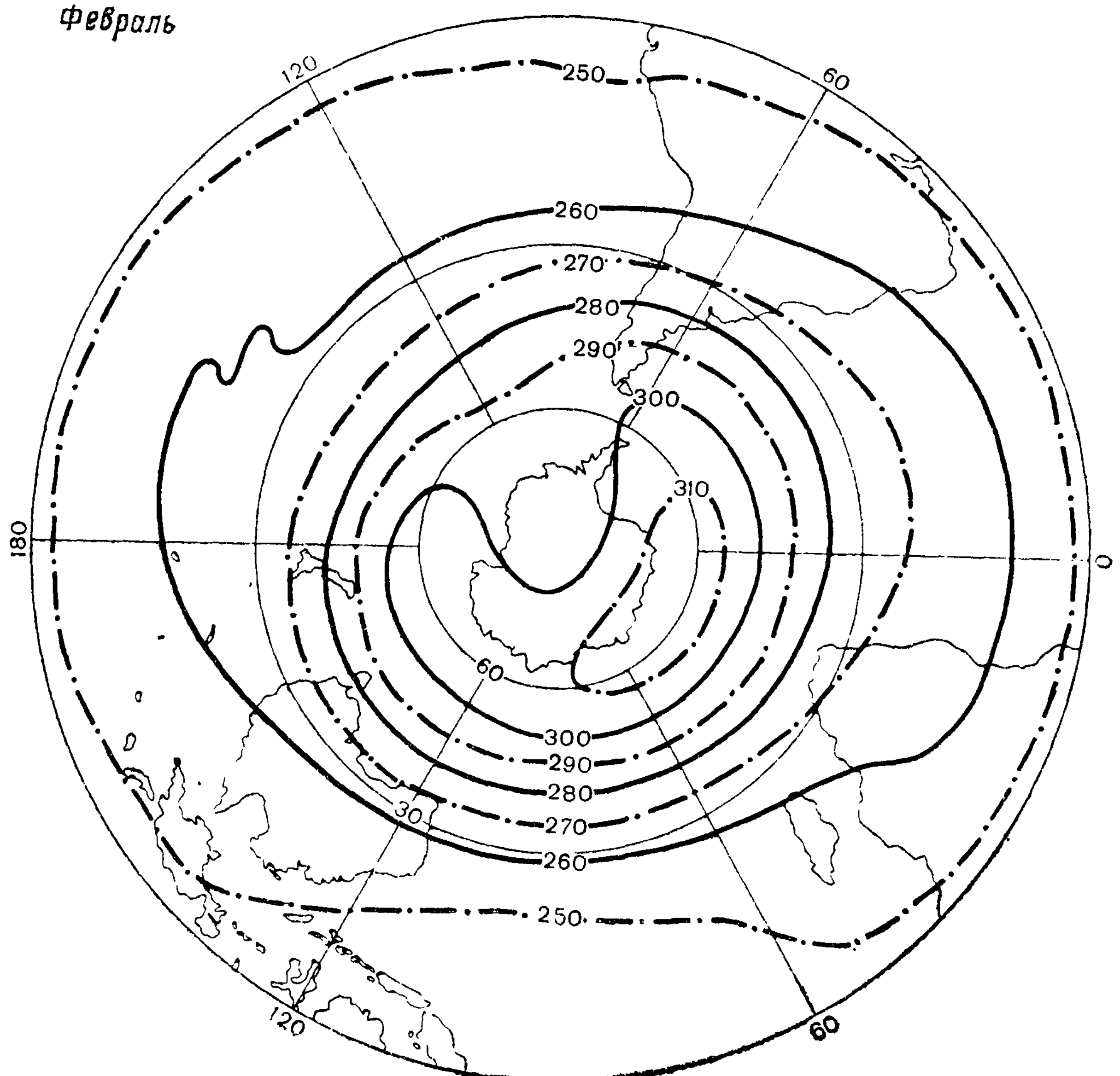
нах зимой он не обладал, поскольку измерения проводились только до 50—55° ю. ш., что существенно снижает ценность модели.

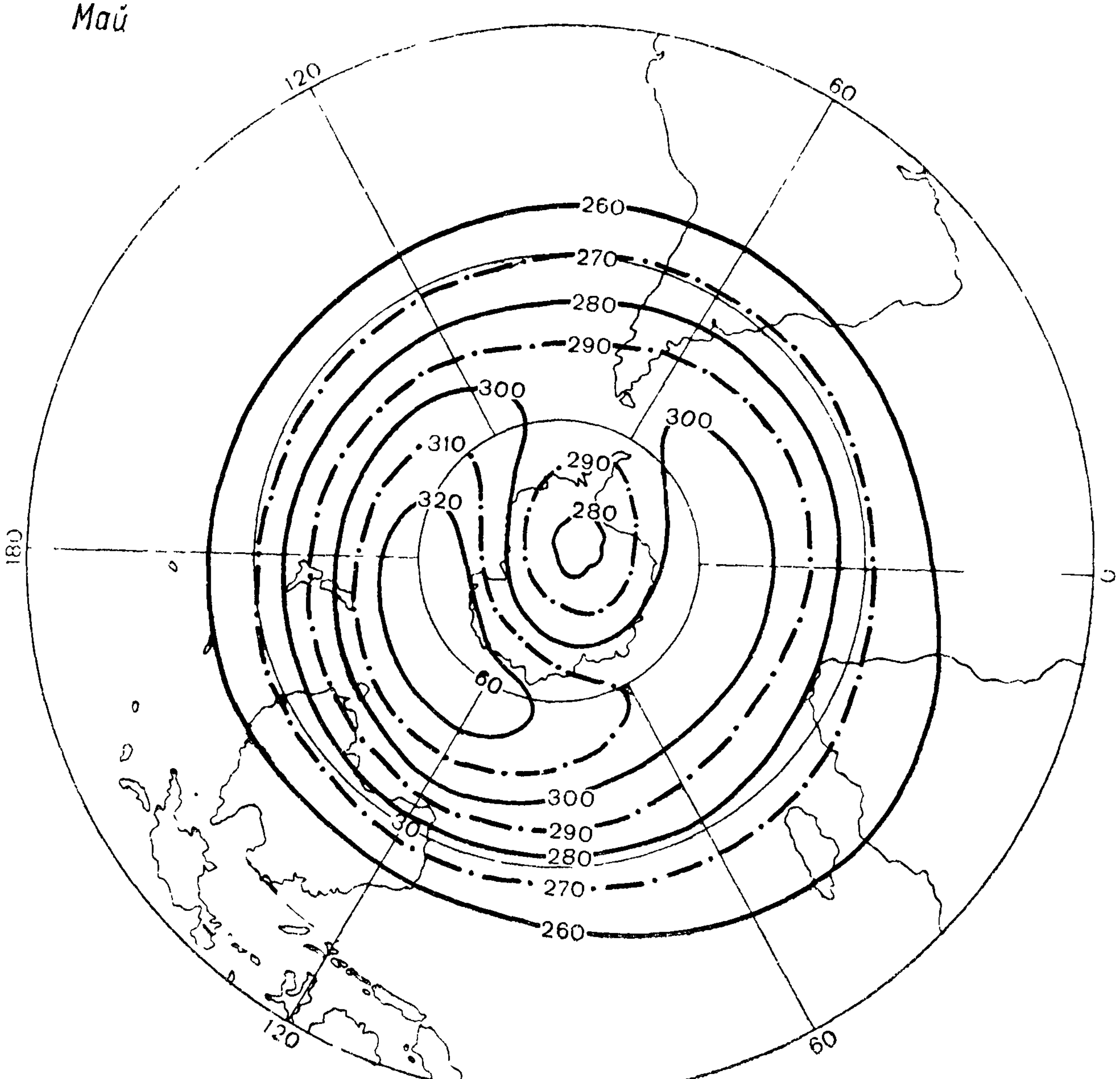
Предлагаемая нами модель построена с использованием данных 30 станций озонометрической сети за 1957—1983 гг. и результатов измерения ОСО, приведенных в работе [14] и согласованных с данными наземной сети [5]. Эта информация учитывалась также в 30 точках, расположенных в не освещенных данными озонометрической сети районах, в основном в средних широтах. Для каждой из 60 точек были рассчитаны среднемесячные значения ОСО и их изменчивость. Затем на основе метода полиномиальной аппроксимации эти значения были определены в заданных узлах регулярной координатной сетки южного полушария. Построенные с помощью указанного выше метода среднемесячные карты ОСО приведены на рис. 16.2.1.

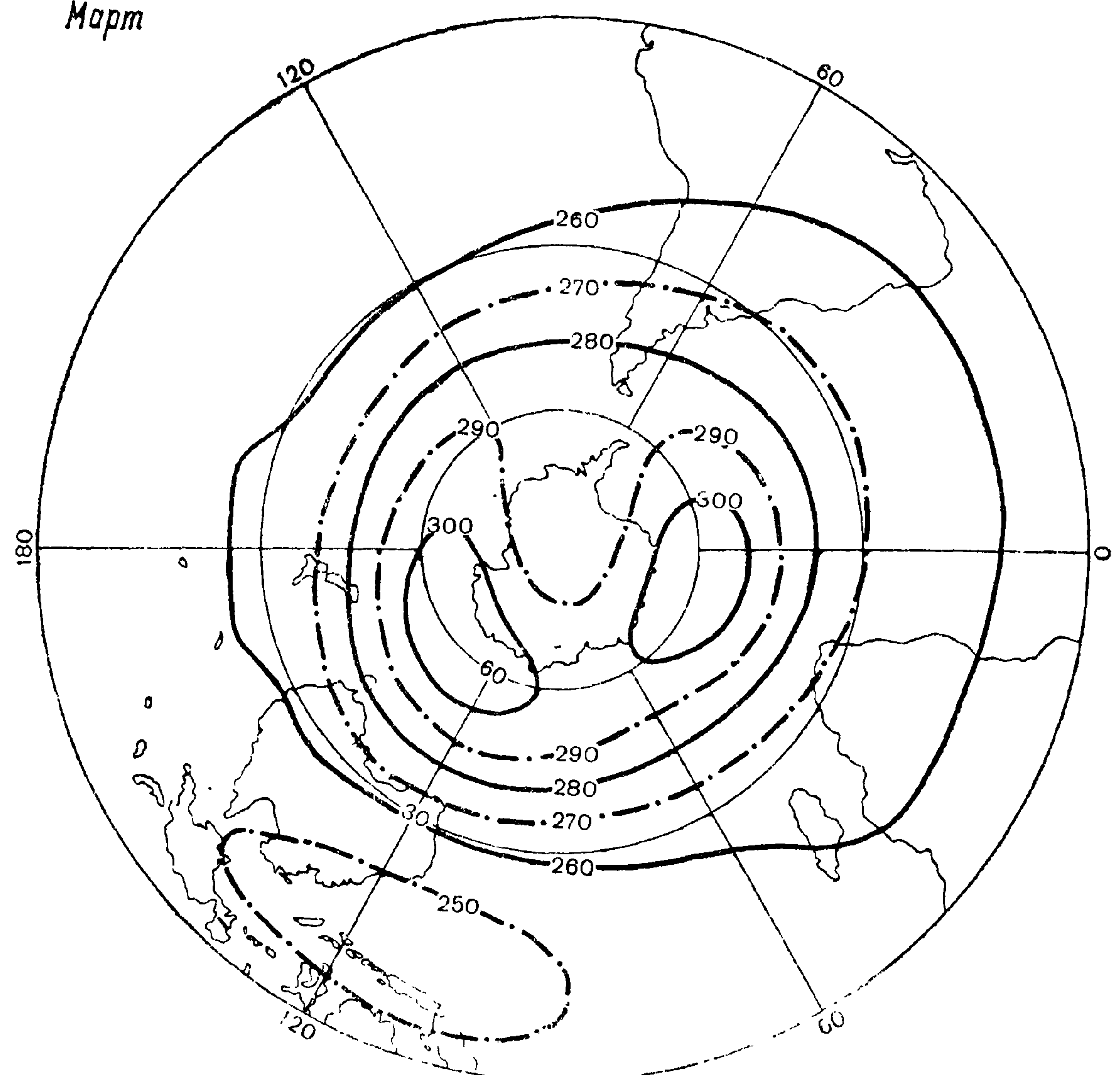
В 80-е годы было обнаружено, что в весенние месяцы (особенно в октябре) содержание озона в районе Антрактиды стало существенно ниже, чем в предыдущие годы (так называемая озонная дыра). Поскольку данная модель построена по данным за годы, когда озонная дыра над южным приполярным районом не была обнаружена, ее существование, естественно, не нашло отражения на этих картах. Резкое отличие поведения озона в приполярных районах южного полушария весной в 80-е годы от зафиксированного поведения озона там в предшествующие годы, по всей видимости, приведет к необходимости строить в дальнейшем различные модели для периодов при наличии озонной дыры и без таковой, аналогично тому, как приводятся различные модели «теплой» и «холодной» стратосферы северного полушария











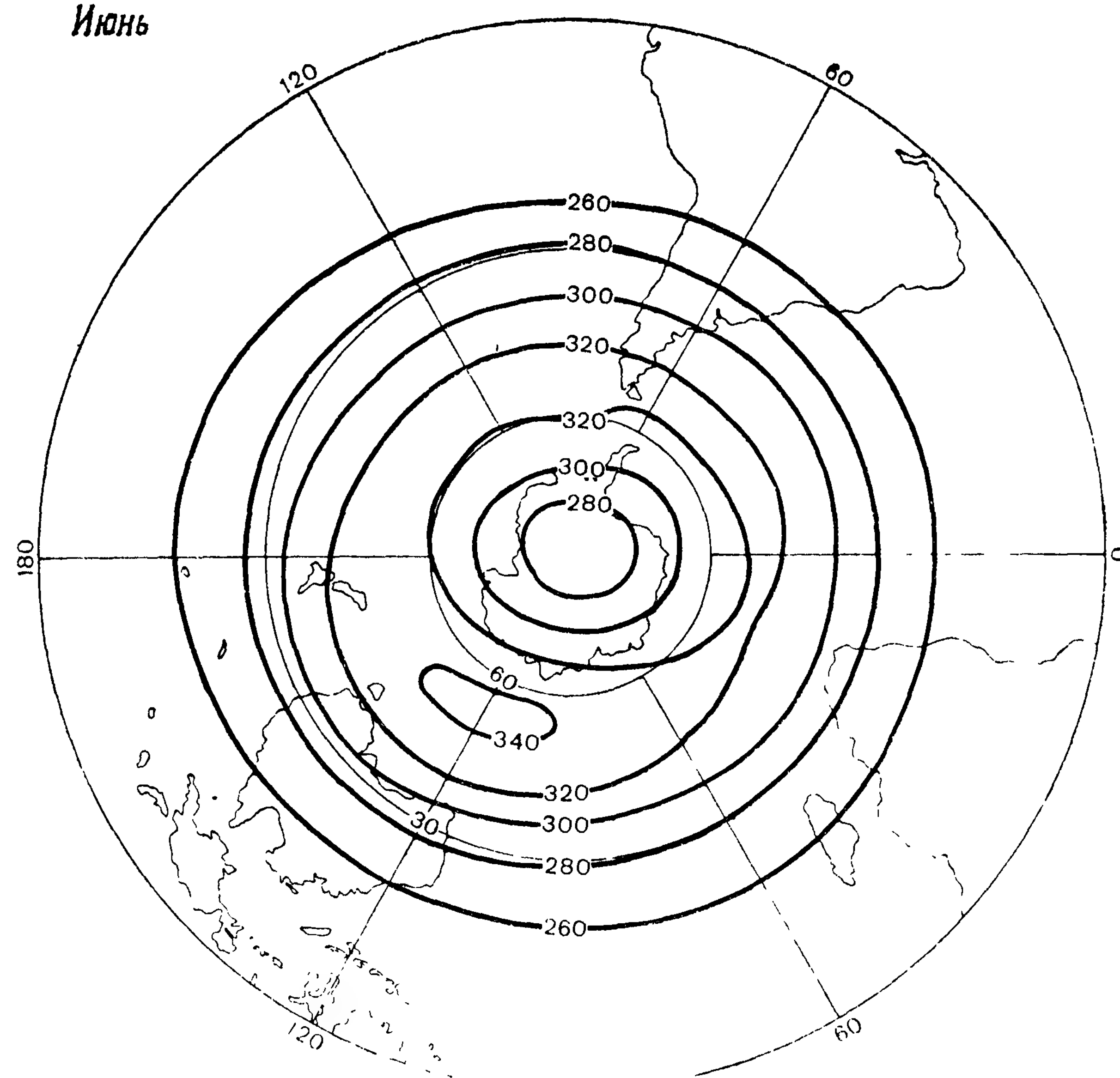
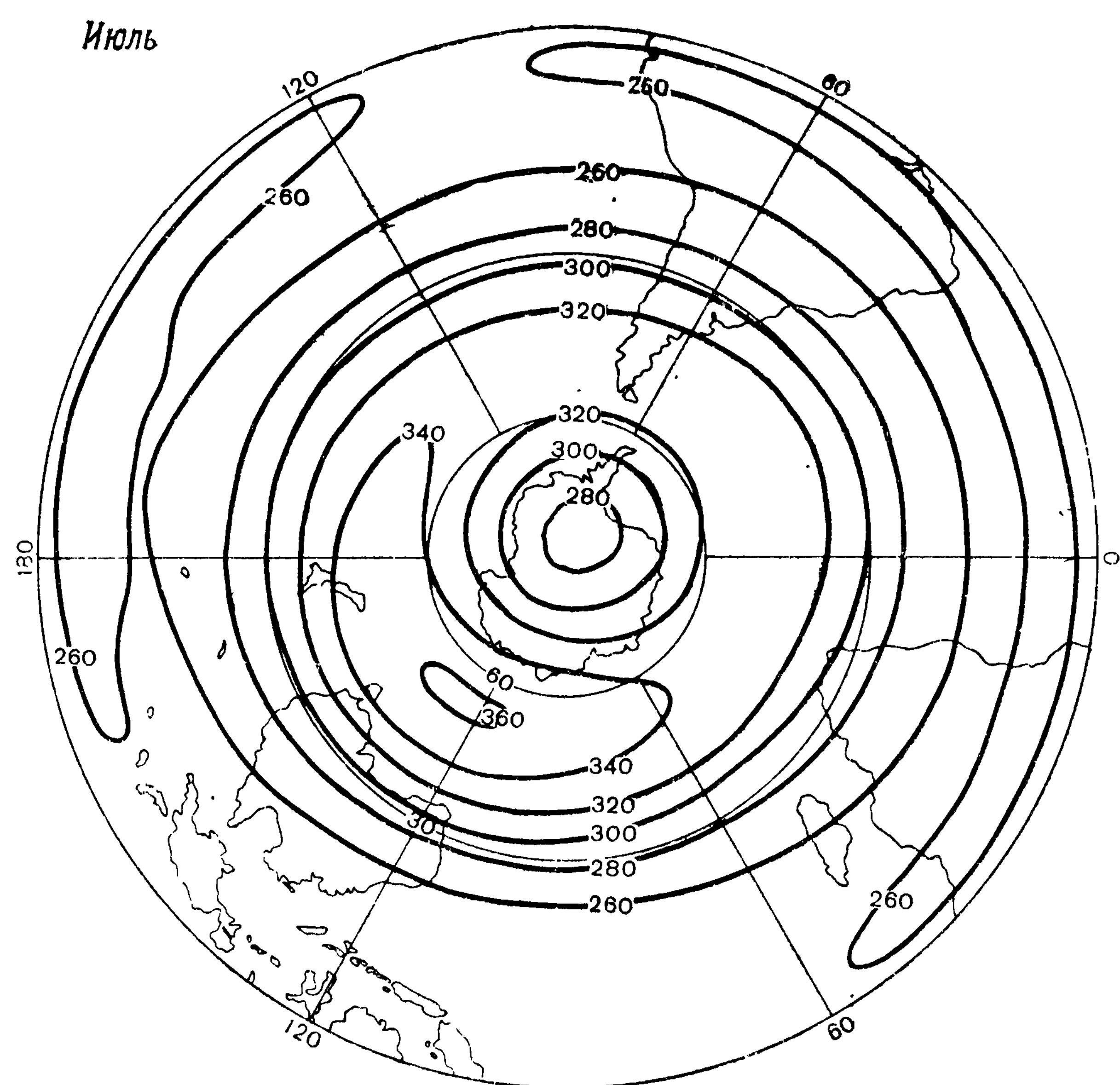
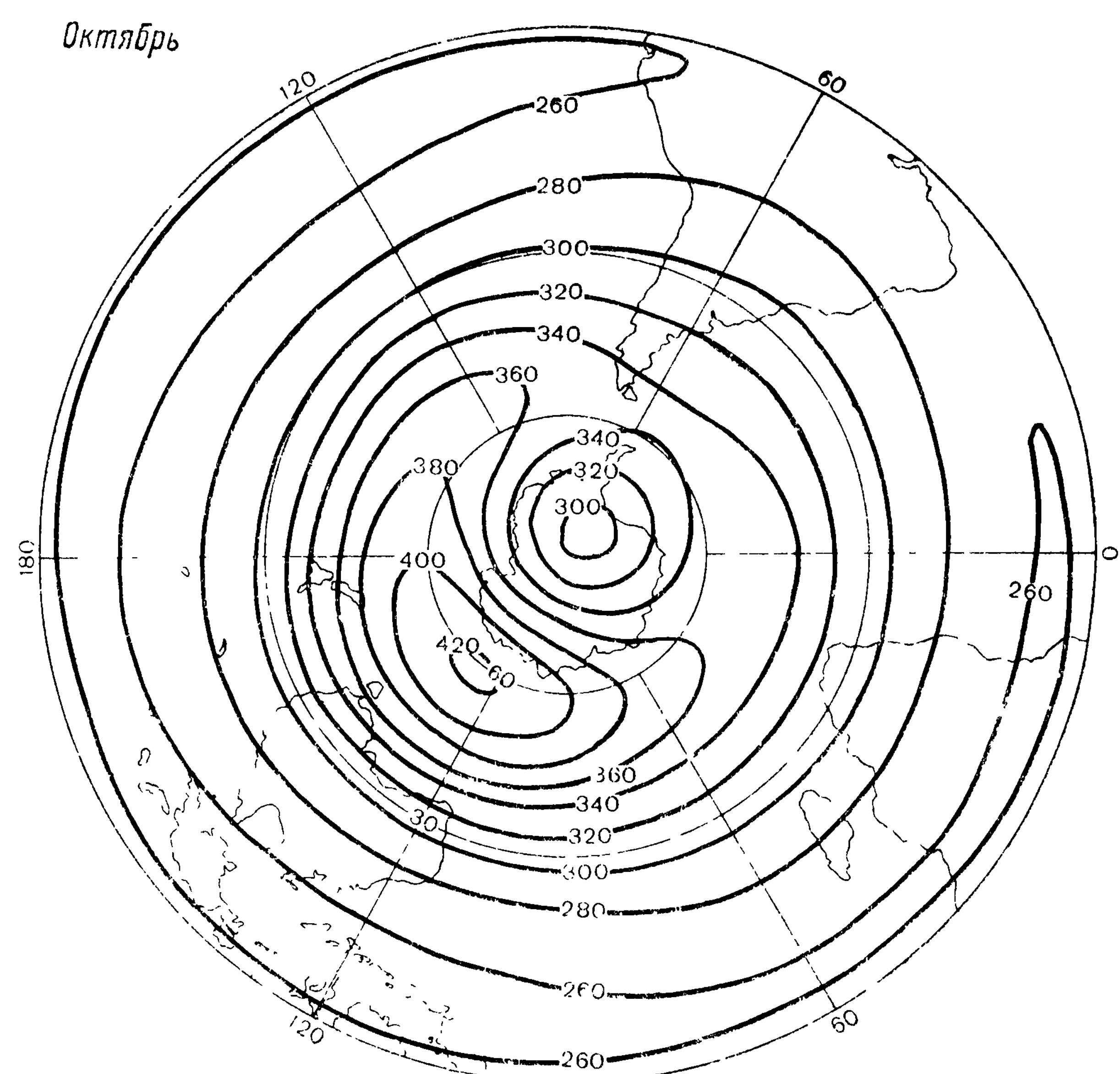
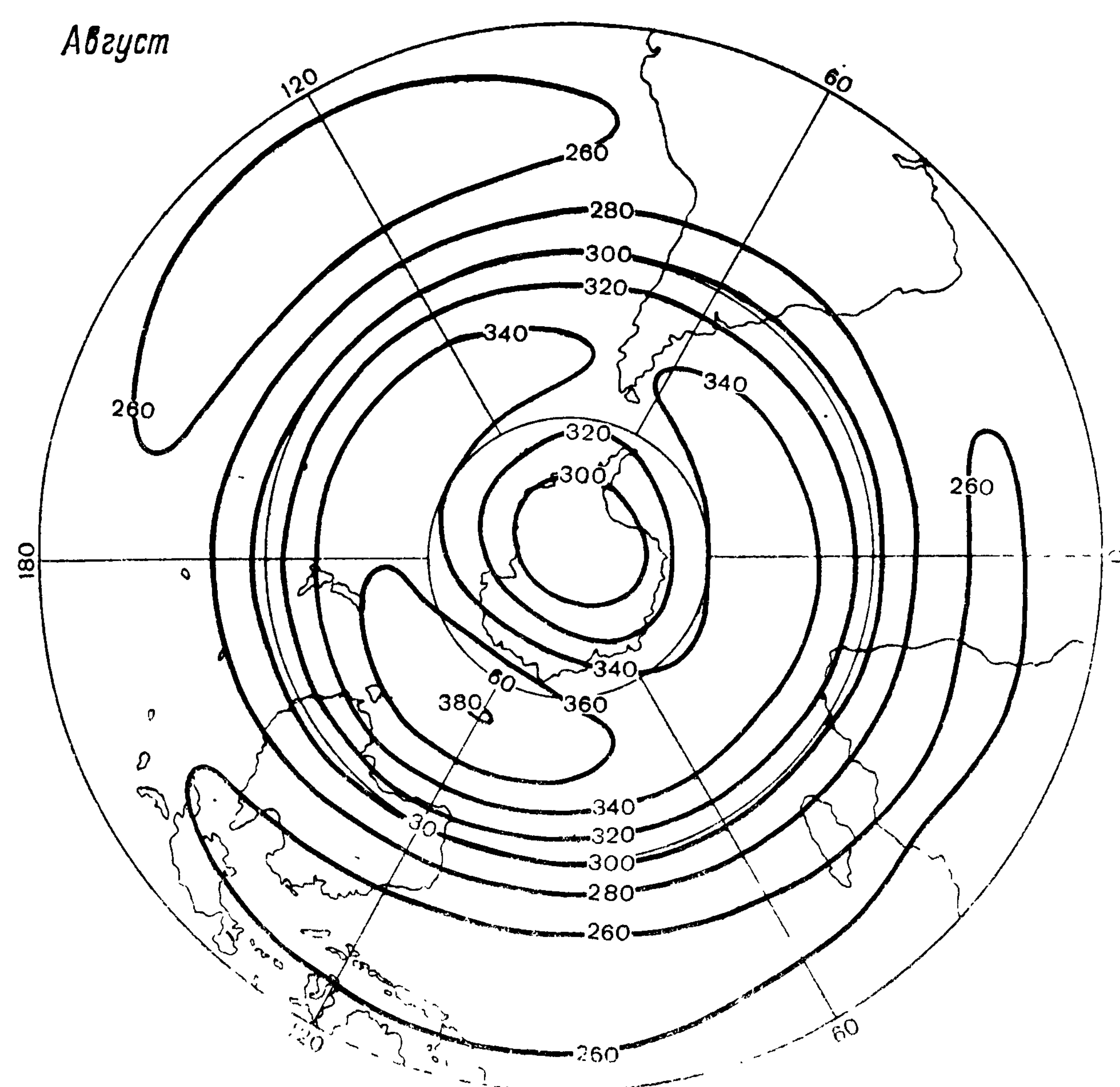
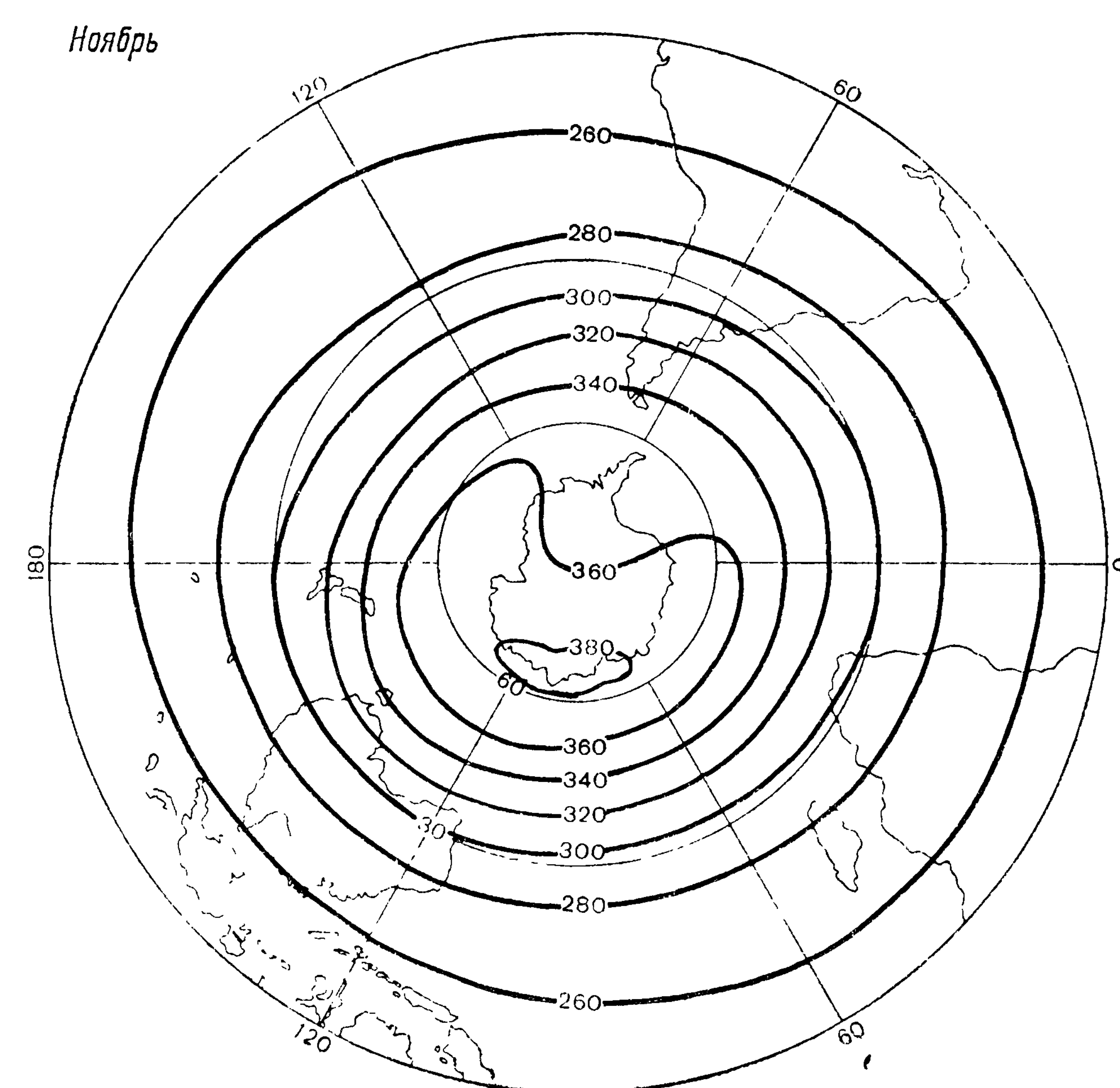


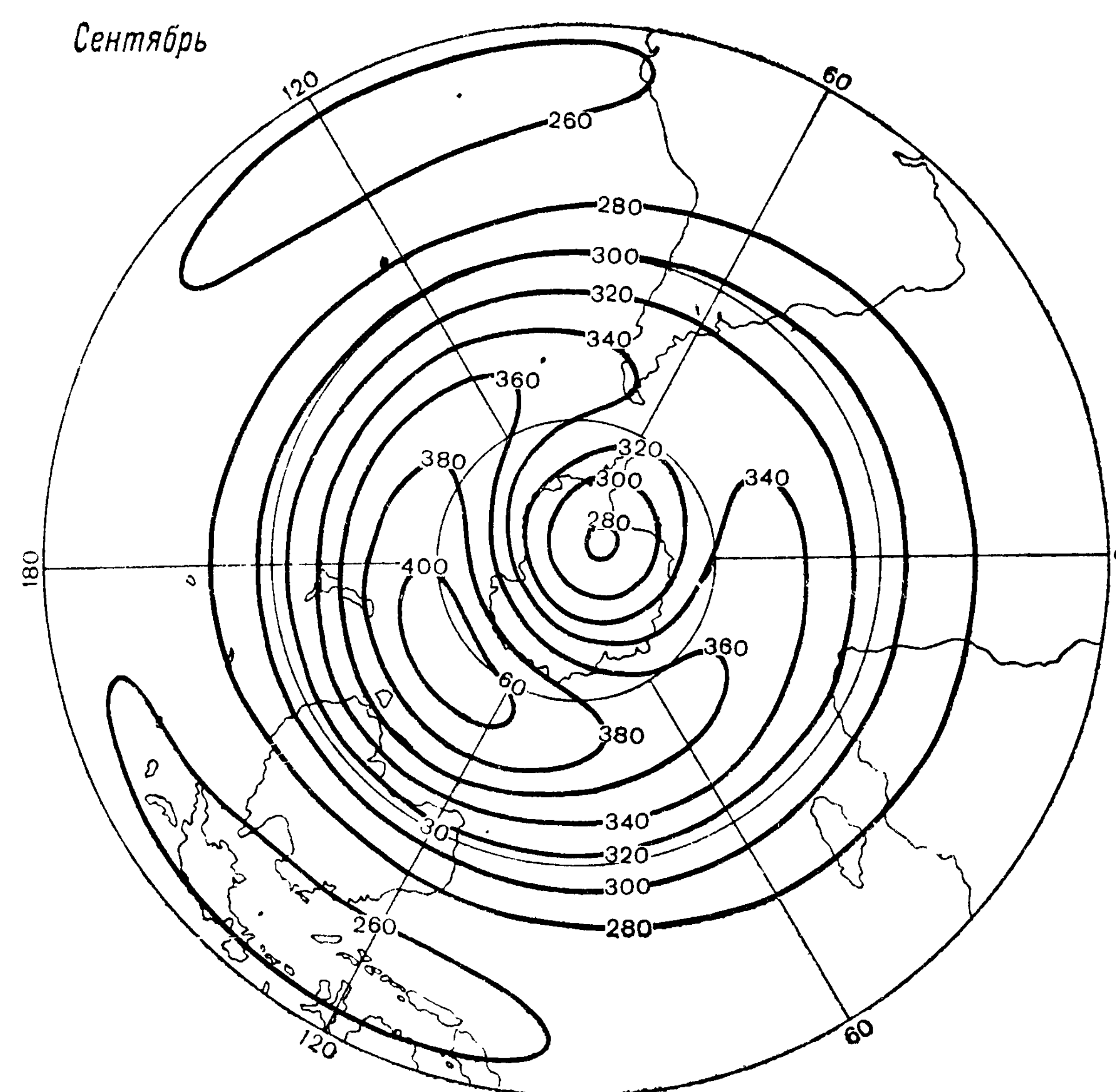
Рис. 16.2.1. Среднемесячные карты общего содержания озона (Д. Е.) для южного полушария.











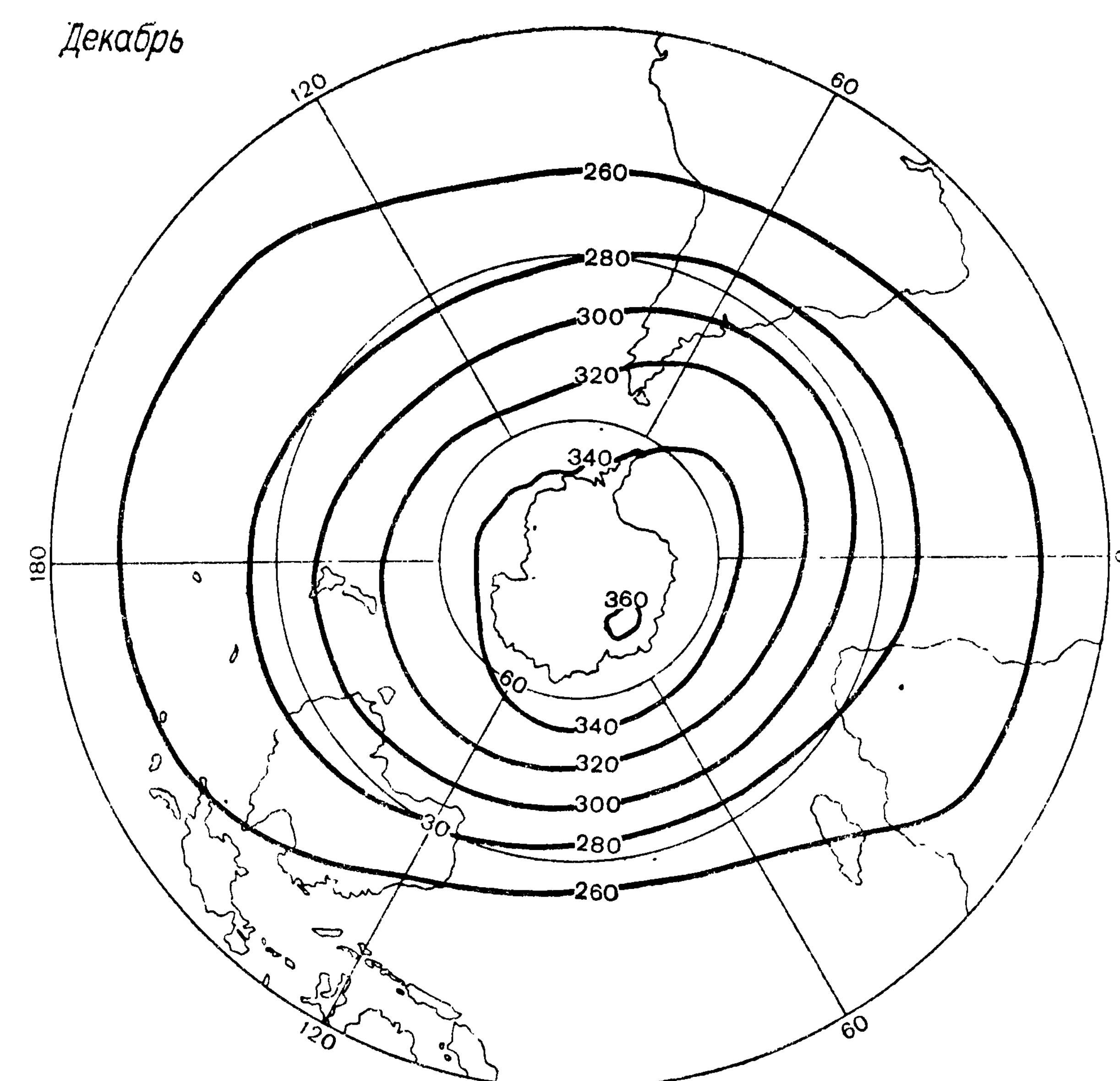


Рис. 16.2.1. Среднемесячные карты общего содержания озона (Д. Е.) для южного полушария.

зимой. На рис. 16.2.2 приведено среднее распределение ОСО в южном полушарии за октябри по данным за 1978—1982 гг. [12].

Распределение ОСО в южном полушарии, как и циркуляция стратосферы, значительно более зонально, чем в северном. Основной максимум ОСО, за исключением летних

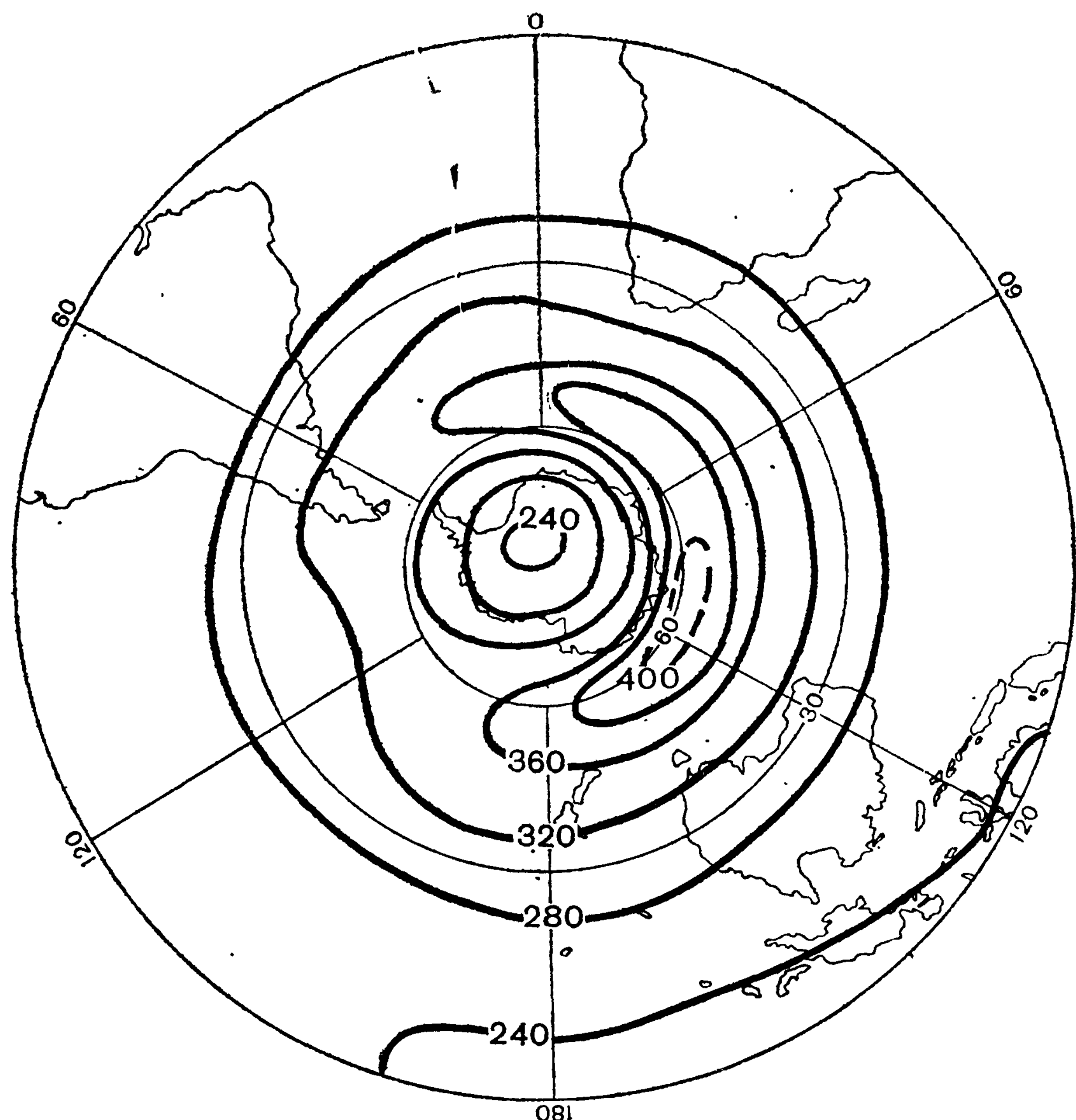


Рис. 16.2.2. Среднее распределение общего содержания озона (Д. Е.) для южного полушария за октябри 1978—1982 гг.

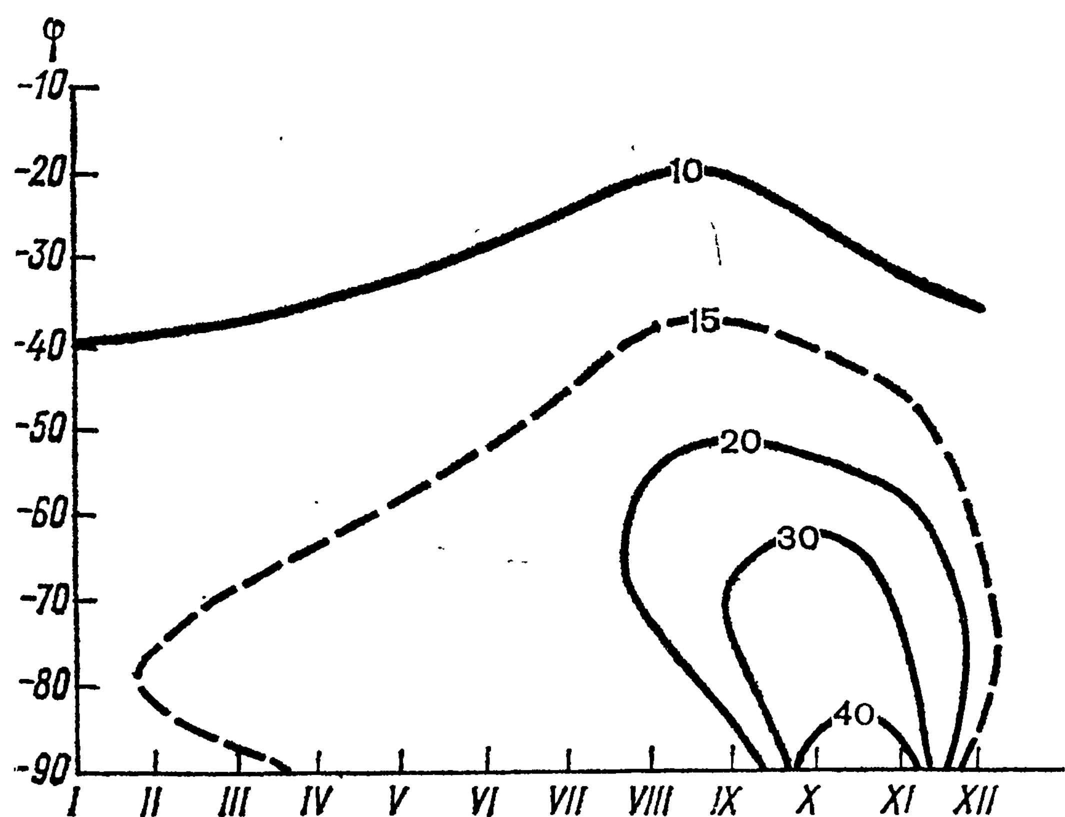


Рис. 16.2.3. Среднезональное распределение межгодовой изменчивости общего содержания озона для южного полушария.

месяцев, расположен в австралийском секторе, основной минимум — в районе Атлантического океана. Интересно, что они расположены на тех же долготах, что и основные экстремумы ОСО в северном полушарии. Однако максимум здесь существенно меньше и значительно более размыт по долготе. Как и в северном полушарии, максимум ОСО начинает формироваться в первый осенний месяц (март). Вторичный максимум, аналогичный канадскому, выражен очень слабо. Основной отличительной особенностью распределения ОСО в южном полушарии является его характер в приполярном районе зимой, где содержание озона значительно меньше, чем в северном полушарии. Это, очевидно, связано с тем, что центр антарктического циркумполярного стратосферного циклона на протяжении всей зимы расположен практически над полюсом. В ноябре количество озона в приполярной области возрастает резко, т. е. весенняя перестройка поля содержания озона, как и циркуляционного поля, происходит значительно быстрее, чем в северном полушарии.

Распределение изменчивости ОСО даже в северном полушарии, где поля ОСО носят ярко выраженный незональный характер, близко к зональному. Тем более это должно наблюдаться в южном полушарии, где распределение ОСО значительно более зонально. Поэтому, а также учитывая непродолжительный ряд используемого материала для южного полушария, мы сочли целесообразным ограничиться лишь зональной моделью изменчивости ОСО. Картина межгодовой изменчивости ОСО в южном полушарии приведена на рис. 16.2.3.

Обращает на себя внимание его изменчивость в высоких широтах. Если для Арктики характерно резкое увеличение изменчивости зимой, что связано с неустойчивым положением циркумполярного циклона, то в южном полушарии центр циклона всю зиму и по крайней мере первую половину весны находится вблизи полюса, и изменчивость там в это время невелика. Изменчивость ОСО в Антарктике резко возрастает в период весенней перестройки, превышая в октябре и ноябре 40 Д. Е. В остальных районах южного полушария изменчивость ОСО в общих чертах сходна с изменчивостью ОСО на соответствующих широтах северного полушария, отличаясь, правда, несколько меньшим общим фоном.

16.3. ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОЗОНА

Эмпирические модели общего содержания озона показывают на существенно незональный характер его поля, особенно зимой. Если учесть тесную корреляционную связь плотности или парциального давления озона в нижней стратосфере с ОСО [6], то следует ожидать также существенной незональности и в поле плотности озона. Поэтому зональные модели плотности озона для нижней стратосферы в настоящее время имеют весьма относительную ценность [4].

В верхней стратосфере и мезосфере поле плотности озона, вероятно, существенно более зонально. Зональная модель для отношения смеси озон/воздух $r_3 = 1{,}6571\ p_3/p$ (где r_3 — отношение смеси, p_3 — парциальное давление озона, p — атмосферное давление) построена по данным спутниковых измерений [15]. В табл. 16.3.1 приведены полученные в работе [15] значения отношения смеси за январь, апрель, июль и октябрь в слое 20—0,4 гПа.

В работе [12] по результатам спутниковых измерений в 1978—1982 гг. построены карты незонального распределения отношения смеси озон/воздух за те же месяцы для уровней 30, 10, 1 и 0,4 гПа. На рис. 16.3.1 приведены карты отношения смеси озон/воздух для уровня 1 гПа, на рис. 16.3.2 — для уровня 0,4 гПа.

Незональные модели плотности озона для нижней стратосферы (ниже уровня 30 гПа) в настоящее время вообще отсутствуют, поскольку для области высот, где сосредоточена основная масса озона и изменчивость озона максимальна, явно недостает экспериментальных данных. Спутниковые измерения, по крайней мере в настоящее время, не позволяют получать данные о плотности озона ниже уровня 30 гПа. Для построения модели плотности озона в нижней стратосфере пригодны лишь данные озонозондовых измерений. В настоящее время в нашем распоряжении имеются лишь данные около 30 станций озонного зондирования в северном полушарии. Беда, однако, заключается в том, что расположены они чрезвычайно неравномерно, а именно всего в четырех регионах: Западной Европе, Северной Америке, Японии, Индии. Поэтому построение незональной модели плотности озона с использованием только данных озонного радиозондирования невозможно. Единственной возможностью для этой цели представляется использование тесной корреляционной связи между ОСО и плотностью озона в нижней стратосфере. Такую связь еще в 60-е годы обнаружил Р. Д. Божков [6]. Он нашел, что коэффициент корреляции между ОСО и плотностью озона в слое от уровня тропопаузы до примерно уровня максимальной плотности озона, т. е. там, где изменчивость озона максимальна, превышает 0,9. Выше коэффициент корреляции несколько ниже, но там существенно ниже и изменчивость содержания озона.

Данная модель базируется на использовании данных озонозондовых измерений [17], а также отмеченной корреляционной связи общего содержания и вертикального распределения озона (ВРО) при построении профилей озона на не освещенной данными озонозондирования территории. Для восстановления профиля вертикального распределения озона (ВРО) в районе, не освещенном данными зондирования, профиль ВРО, построенный по озонозондовым данным на стан-

Таблица 16.3.1

Отношение смеси озон/воздух (млн$^{-1}$ (по объему)) в разные месяцы

p гПа	φ°																
	−80	−70	−60	−50	−40	−30	−20	−10	0	10	20	30	40	50	60	70	80
Январь																	
0,003	0,62	0,77	0,56	0,63	0,69	0,59	0,53	0,51	0,54	0,53	0,56	0,68	0,64	0,77	0,60	0,60	0,60
0,004	0,40	0,51	0,52	0,66	0,58	0,50	0,46	0,44	0,45	0,43	0,39	0,52	0,64	0,56	0,00	0,00	0,00
0,005	0,28	0,35	0,46	0,53	0,49	0,44	0,42	0,42	0,41	0,39	0,34	0,41	0,49	0,42	0,00	0,00	0,00
0,006	0,17	0,20	0,20	0,36	0,36	0,35	0,36	0,36	0,37	0,36	0,31	0,31	0,31	0,24	0,00	0,00	0,00
0,010	0,12	0,14	0,18	0,22	0,23	0,24	0,27	0,29	0,30	0,30	0,29	0,27	0,24	0,17	0,00	0,00	0,00
0,015	0,12	0,14	0,15	0,15	0,15	0,16	0,17	0,18	0,19	0,20	0,22	0,25	0,26	0,24	0,00	0,00	0,00
0,020	0,13	0,15	0,14	0,13	0,13	0,13	0,13	0,14	0,15	0,16	0,17	0,21	0,25	0,27	0,00	0,00	0,00
0,030	0,16	0,18	0,17	0,16	0,15	0,14	0,14	0,14	0,15	0,15	0,15	0,16	0,21	0,30	0,00	0,00	0,00
0,040	0,20	0,22	0,21	0,20	0,19	0,17	0,17	0,18	0,17	0,18	0,18	0,19	0,23	0,32	0,00	0,00	0,00
0,050	0,25	0,27	0,26	0,25	0,23	0,22	0,22	0,22	0,22	0,22	0,23	0,25	0,28	0,35	0,00	0,00	0,00
0,070	0,33	0,37	0,37	0,36	0,34	0,32	0,31	0,32	0,32	0,31	0,33	0,38	0,41	0,45	0,00	0,00	0,00
0,100	0,46	0,51	0,54	0,58	0,49	0,49	0,49	0,49	0,48	0,47	0,47	0,50	0,53	0,55	0,00	0,00	0,00
0,150	0,68	0,72	0,73	0,73	0,74	0,73	0,72	0,70	0,68	0,68	0,68	0,69	0,73	0,76	0,77	0,00	0,00
0,200	0,81	0,85	0,86	0,91	0,94	0,95	0,93	0,89	0,87	0,87	0,88	0,92	0,97	0,99	0,00	0,00	0,00
0,300	1,04	1,07	1,14	1,21	1,29	1,32	1,29	1,23	1,21	1,21	1,23	1,28	1,38	1,47	0,00	0,00	0,00
0,400	1,19	1,24	1,36	1,48	1,57	1,63	1,62	1,54	1,52	1,54	1,56	1,63	1,77	1,87	1,80	1,77	1,58
0,500	1,38	1,45	1,58	1,71	1,83	1,99	1,89	1,82	1,80	1,82	1,85	1,95	2,13	2,26	2,14	2,08	1,79
0,700	1,72	1,82	1,97	2,12	2,26	2,36	2,36	2,34	2,33	2,34	2,36	2,51	2,77	2,87	2,80	2,67	2,22
1,030	2,22	2,34	2,50	2,68	2,87	3,82	3,08	3,08	3,09	3,11	3,17	3,42	3,81	3,92	3,74	3,32	2,89
1,500	3,09	3,19	3,37	3,59	3,84	4,86	4,20	4,27	4,29	4,34	4,50	4,90	5,22	5,36	4,97	4,65	3,75
2,000	4,13	4,19	4,36	4,61	4,90	5,17	5,40	5,53	5,57	5,61	5,77	6,11	6,34	6,23	5,69	5,30	4,34
3,000	5,96	5,98	6,39	6,43	6,79	7,15	7,52	7,77	7,78	7,71	7,65	7,58	7,33	6,92	6,75	5,83	5,06
4,000	6,75	6,86	7,81	7,57	7,96	8,40	8,82	8,13	9,04	8,82	8,50	8,08	7,55	6,98	6,28	5,92	5,25
5,000	6,72	7,00	7,42	8,09	8,66	9,18	9,62	9,95	9,76	3,44	8,91	8,21	7,57	6,90	6,19	3,86	5,39
7,000	5,72	6,25	7,29	8,17	8,99	9,62	10,09	10,46	10,23	9,80	8,95	7,98	7,23	6,44	5,71	5,43	5,27
10,000	4,02	4,64	6,23	7,34	8,35	9,11	9,57	9,98	9,95	9,47	8,44	7,48	6,66	5,81	5,86	4,77	4,91
15,000	3,60	4,10	5,42	6,43	7,24	7,80	8,11	8,37	8,36	7,93	7,17	6,51	6,07	6,41	4,76	4,51	4,48
20,000	4,85	4,42	5,25	5,93	6,30	6,52	6,63	6,71	6,61	6,34	5,99	5,77	5,64	5,23	4,75	4,61	4,14
Апрель																	
0,003	0,00	0,00	0,67	0,79	0,97	1,00	0,81	0,65	0,65	0,80	1,00	1,09	0,89	0,58	0,49	0,54	0,62
0,004	0,00	0,00	0,44	0,54	0,72	0,77	0,60	0,47	0,47	0,59	0,79	0,91	0,76	0,50	0,40	0,44	0,50
0,005	0,00	0,00	0,33	0,42	0,57	0,61	0,50	0,41	0,41	0,49	0,65	0,77	0,67	0,46	0,37	0,38	0,41
0,007	0,00	0,00	0,26	0,32	0,42	0,44	0,40	0,39	0,39	0,41	0,49	0,59	0,56	0,44	0,36	0,32	0,29
0,010	0,00	0,00	0,27	0,29	0,32	0,30	0,30	0,33	0,34	0,33	0,37	0,45	0,48	0,45	0,39	0,32	0,24
0,015	0,00	0,00	0,28	0,24	0,21	0,18	0,18	0,20	0,21	0,20	0,22	0,29	0,35	0,38	0,38	0,34	0,26
0,020	0,00	0,00	0,27	0,19	0,15	0,14	0,14	0,14	0,15	0,15	0,16	0,20	0,25	0,28	0,31	0,31	0,27
0,030	0,00	0,00	0,25	0,17	0,14	0,15	0,16	0,15	0,16	0,16	0,16	0,17	0,18	0,20	0,22	0,24	0,27
0,040	0,00	0,00	0,27	0,21	0,19	0,20	0,26	0,20	0,19	0,20	0,20	0,21	0,21	0,22	0,23	0,25	0,30
0,050	0,00	0,00	0,30	0,26	0,26	0,26	0,25	0,24	0,24	0,24	0,24	0,25	0,26	0,27	0,28	0,30	0,35
0,070	0,00	0,00	0,41	0,39	0,39	0,38	0,37	0,35	0,35	0,34	0,35	0,35	0,37	0,38	0,40	0,42	0,45
0,100	0,00	0,00	0,57	0,57	0,55	0,54	0,55	0,54	0,52	0,51	0,51	0,50	0,50	0,53	0,53	0,52	0,52
0,150	0,00	0,00	0,79	0,81	0,79	0,78	0,80	0,79	0,76	0,75	0,75	0,73	0,73	0,73	0,72	0,70	0,69
0,200	0,00	0,00	1,82	1,04	1,40	0,99	1,01	1,00	0,97	0,95	0,95	0,93	0,91	0,90	0,88	0,86	0,85
0,300	0,00	0,00	1,48	1,47	1,39	1,36	1,37	1,35	1,32	1,31	1,30	1,27	1,24	1,21	1,19	1,17	1,17
0,400	1,99	1,90	1,59	1,77	1,69	1,64	1,64	1,65	1,64	1,64	1,64	1,62	1,56	1,52	1,51	1,52	1,54
0,500	2,53	2,44	2,26	2,15	2,02	1,93	1,91	1,91	1,91	1,90	1,91	1,89	1,83	1,78	1,79	1,83	1,88
0,700	3,55	3,46	3,46	3,04	2,63	2,47	2,39	2,38	2,38	2,38	2,42	2,44	2,36	2,20	2,31	2,40	2,50
1,000	4,94	4,87	4,37	4,82	3,64	3,333	3,13	3,04	3,02	3,04	3,22	3,19	3,12	3,06	3,14	3,30	3,46
1,500	6,14	6,57	6,14	5,75	5,21	4,70	4,28	4,05	4,00	4,06	4,21	4,37	4,37	4,37	4,55	4,74	4,86
2,000	6,38	7,03	7,03	6,85	6,41	5,92	5,43	5,10	5,02	5,12	5,33	5,54	5,61	5,66	5,84	5,94	5,81
3,000	5,86	6,70	7,35	7,72	7,77	7,67	7,35	6,95	6,83	7,01	7,28	7,47	7,61	7,65	7,81	7,30	6,68
4,000	5,45	6,22	7,87	7,62	8,10	8,52	8,66	8,38	8,20	8,41	8,57	8,54	8,56	8,48	8,18	7,59	6,78
5,000	5,06	5,72	6,70	7,52	8,24	8,97	9,42	9,24	9,04	9,26	9,36	9,18	9,10	8,08	8,77	7,50	6,60
7,000	4,07	4,64	5,83	6,91	7,86	8,92	9,80	10,17	10,16	10,13	9,86	9,37	8,93	8,40	7,62	6,70	5,86
10,000	2,95	3,48	6,05	7,39	8,36	9,56	9,56	10,50	10,81	10,46	9,79	9,03	8,17	7,34	6,40	5,51	4,85
15,000	3,06	3,51	4,63	5,48	6,22	7,23	8,12	8,86	9,10	8,85	8,35	7,72	6,94	6,29	5,51	4,91	4,51
20,000	3,66	4,05	4,75	5,19	5,59	6,21	6,69	7,09	7,22	7,12	6,89	6,57	6,10	5,72	5,30	4,90	4,68
Июль																	
0,003	0,00	0,00	0,00	0,52	0,62	0,61	0,54	0,50	0,49	0,51	0,60	0,67	0,69	0,82	0,91	0,79	0,59
0,004	0,00	0,00	0,00	0,41	0,48	0,48	0,42	0,40	0,40	0,43	0,50	0,52	0,56	0,65	0,68	0,55	0,40
0,005	0,00	0,00	0,00	0,34	0,39	0,39	0,39	0,37	0,38	0,42	0,43	0,44	0,47	0,53	0,51	0,40	0,30
0,007	0,00	0,00	0,00	0,25	0,28	0,32	0,33	0,34	0,35	0,36	0,35	0,33	0,35	0,36	0,31	0,23	0,20
0,010	0,00	0,00	0,00	0,20	0,23	0,27	0,28	0,27	0,26	0,26	0,24	0,23	0,23	0,22	0,18	0,15	0,14
0,015	0,00	0,00	0,00	0,18	0,19	0,19	0,18	0,16	0,15	0,16	0,16	0,15	0,16	0,16	0,15	0,15	0,13
0,020	0,00	0,00	0,00	0,18	0,16	0,15	0,14	0,13	0,13	0,14	0,14	0,14	0,14	0,16	0,16	0,16	0,14
0,030	0,00	0,00	0,00	0,19	0,16	0,15	0,15	0,15	0,17	0,17	0,16	0,16	0,17	0,19	0,19	0,18	0,17
0,040	0,00	0,00	0,00	0,23	0,21	0,19	0,20	0,21	0,21	0,21	0,19	0,19	0,21	0,23	0,23	0,22	0,21
0,050	0,00	0,00	0,00	0,29	0,28	0,26	0,25	0,26	0,26	0,25	0,24	0,24	0,27	0,28	0,28	0,26	0,25
0,070	0,00	0,00	0,00	0,43	0,44	0,42	0,38	0,37	0,36	0,35	0,34	0,35	0,38	0,40	0,38	0,36	0,35

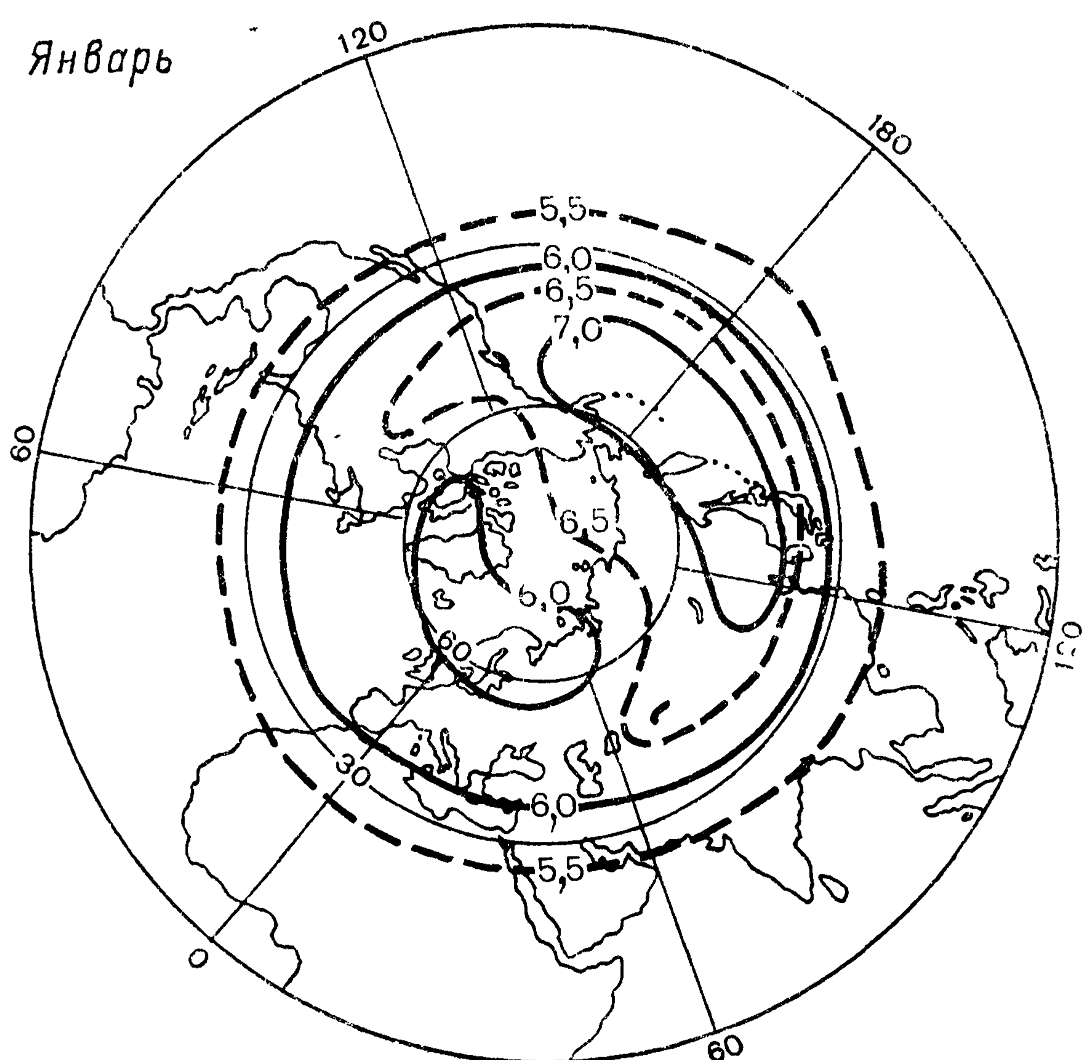
p гПа	φ°																
	−80	−70	−60	−50	−40	−30	−20	−10	0	10	20	30	40	50	60	70	80
0,100	0,00	0,00	0,00	0,58	0,60	0,61	0,57	0,54	0,55	0,57	0,59	0,58	0,57	0,56	0,58	0,60	0,56
0,150	0,00	0,00	0,00	0,87	0,87	0,88	0,83	0,78	0,78	0,81	0,86	0,88	0,84	0,81	0,80	0,79	0,76
0,200	0,00	0,00	0,00	1,13	1,09	1,09	1,05	1,00	0,98	1,02	1,09	1,11	1,06	1,01	0,97	0,94	0,92
0,300	0,00	0,00	0,00	1,58	1,48	1,47	1,43	1,39	1,37	1,39	1,46	1,47	1,40	1,32	1,25	1,19	1,17
0,400	0,00	1,62	1,69	1,84	1,76	1,69	1,66	1,66	1,65	1,65	1,67	1,67	1,60	1,50	1,40	1,31	1,25
0,500	0,00	1,96	2,11	2,22	2,14	2,03	1,98	1,98	1,98	1,97	1,97	1,96	1,87	1,76	1,63	1,52	1,43
0,700	0,00	2,62	2,97	3,15	2,96	2,67	2,50	2,47	2,48	2,48	2,51	2,50	2,38	2,19	2,01	1,84	1,70
1,000	0,00	3,61	4,28	4,67	4,29	3,74	3,44	3,30	3,25	3,25	3,29	3,25	3,08	2,83	2,57	2,36	2,21
1,500	0,00	4,97	6,04	6,76	6,20	5,32	4,81	4,54	4,43	4,42	4,45	4,37	4,14	3,82	3,49	3,22	3,10
2,000	0,00	5,58	6,77	7,72	7,35	6,51	5,99	5,73	5,63	5,61	5,66	5,52	5,26	4,92	4,55	4,24	4,15
3,000	0,00	5,81	6,74	7,86	8,20	7,95	7,76	7,69	7,65	7,66	7,70	7,50	7,22	6,88	6,45	6,03	5,98
4,000	0,00	5,65	6,30	7,45	8,02	8,54	8,71	8,88	8,92	8,96	8,96	8,74	8,43	8,06	6,80	6,91	6,73
5,000	0,00	5,37	5,91	6,94	7,88	8,68	9,13	9,49	9,63	9,72	9,65	9,40	9,03	8,58	7,25	7,07	6,70
7,000	0,00	4,69	4,96	6,07	7,34	8,42	9,28	9,94	10,24	10,36	10,12	9,75	9,18	8,50	6,92	6,35	5,69
10,000	0,00	5,88	4,17	5,24	6,65	7,60	8,71	9,60	10,06	10,17	9,70	9,10	8,26	7,29	5,87	4,75	4,03
15,000	0,00	5,58	3,87	4,77	5,20	6,54	7,38	8,15	8,70	8,81	8,32	7,76	7,06	6,29	5,13	4,20	3,62
20,000	0,00	5,76	3,95	4,66	5,45	5,70	6,15	6,64	7,13	7,25	6,91	6,57	6,23	5,89	4,99	4,51	4,06
Октябрь																	
0,400	1,41	1,40	1,44	1,47	1,45	1,45	1,49	1,52	1,54	1,53	1,49	1,45	1,47	1,55	1,66	1,68	1,75
0,500	1,70	1,69	1,76	1,79	1,78	1,77	1,88	1,87	1,85	1,85	1,81	1,77	1,81	1,94	2,06	2,11	2,20
0,700	2,23	2,24	2,37	2,44	2,40	2,35	2,36	2,38	2,40	2,41	2,40	2,39	2,51	2,75	2,93	2,97	3,05
1,000	3,01	3,04	3,26	3,37	3,30	3,18	3,12	3,10	3,10	3,14	3,20	3,39	3,60	4,00	4,24	4,22	4,18
1,500	4,19	4,27	4,52	4,81	4,72	4,49	4,32	4,21	4,17	4,24	4,42	4,71	5,23	5,77	6,04	5,88	5,50
2,000	5,18	5,34	5,97	6,08	6,07	5,81	5,56	5,38	5,29	5,37	5,61	5,95	6,46	6,91	7,04	6,66	5,91
3,000	6,44	6,83	7,45	7,92	8,13	8,01	7,75	7,50	7,34	7,38	7,63	7,85	7,96	7,89	7,58	6,88	5,75
4,000	6,85	7,46	8,20	8,78	9,11	9,21	9,14	8,96	8,78	8,79	8,79	8,73	8,31	7,80	7,50	6,65	5,51
5,000	6,75	7,52	8,35	8,25	9,34	9,74	9,98	9,91	9,77	9,76	9,63	9,38	8,61	7,80	7,16	6,24	5,20
7,000	5,86	6,78	7,79	8,50	8,98	9,77	10,48	10,69	10,63	10,59	10,18	9,48	8,25	7,15	6,17	5,14	4,24
10,000	4,43	5,31	6,42	7,25	7,52	8,86	9,93	10,42	10,38	10,45	10,03	8,94	7,45	6,20	4,89	3,86	3,09
15,000	3,74	4,47	5,45	6,10	6,51	7,34	8,26	8,78	8,61	8,63	8,20	7,36	6,33	5,52	4,64	3,82	3,21
20,000	3,78	4,43	5,25	5,58	5,71	6,15	6,67	7,00	6,88	6,90	6,82	6,16	5,64	5,28	4,96	3,36	3,88

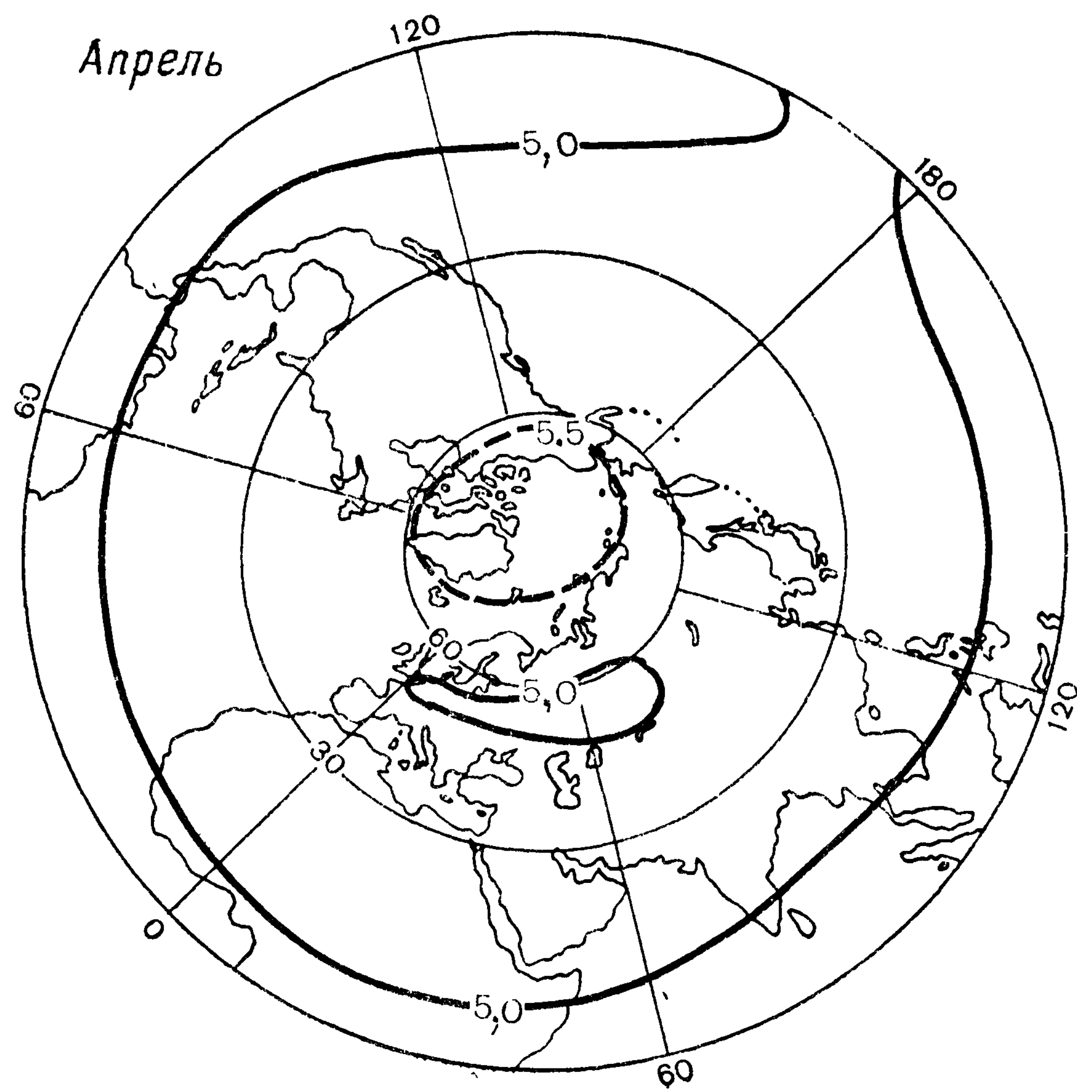
ции, где таковые имеются, переносился в пункты с теми координатами, где линия равного содержания озона для данного месяца, соответствующая нашей станции, пересекается с широтой этой же станции. Этим самым снимаются до минимума и широтные и сезонные интервалы, в которых восстанавливается профиль озона.

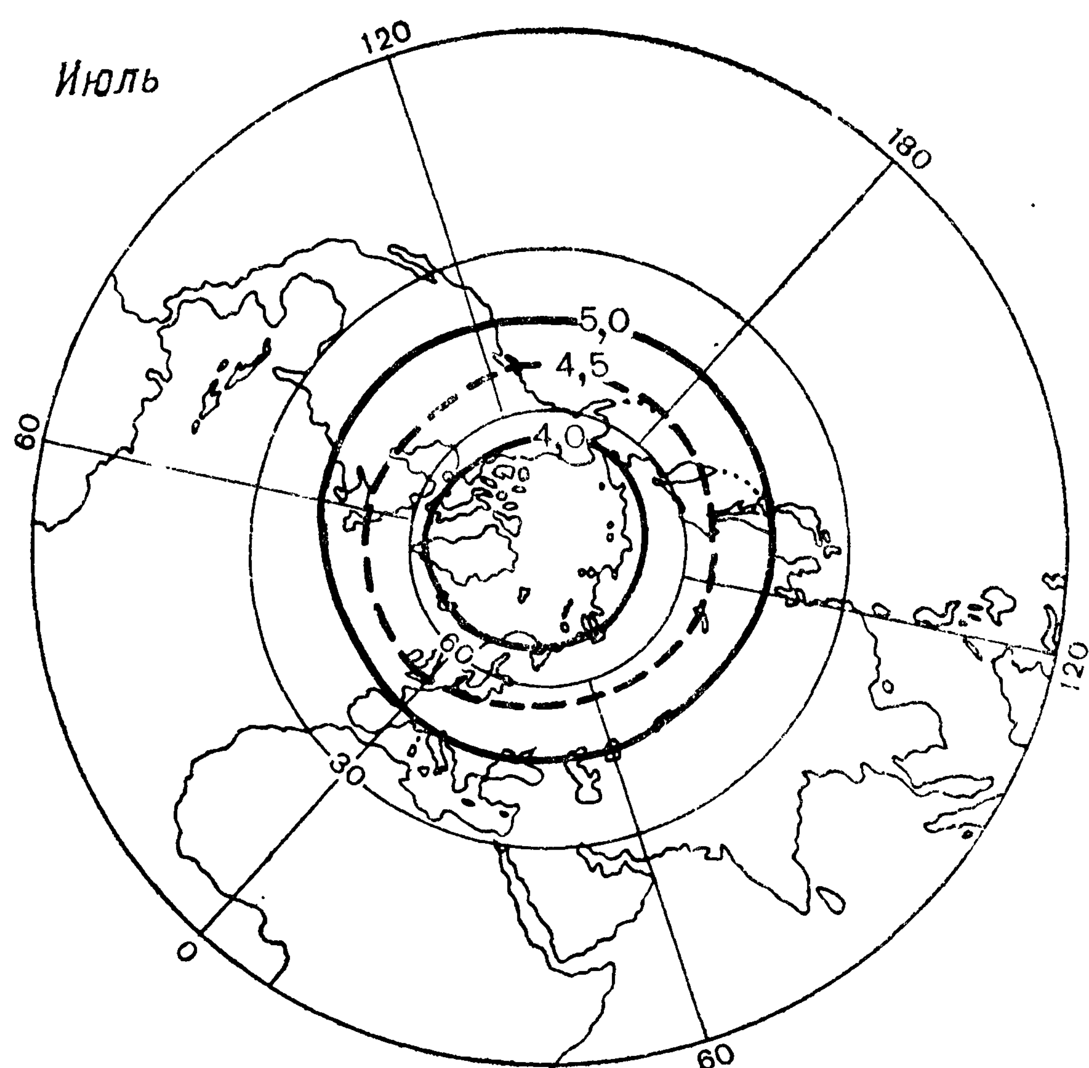
Предлагаемая методика восстановления климатических профилей озона на не освещенной данными озонозондирования территории прошла дополнительную проверку настолько тщательно, насколько это позволила существующая в северном полушарии сеть озонного зондирования. Для этого производились сравнения построенных нами климатических озонных профилей для двух станций, которые расположены приблизительно на одной широте, в которых осуществляется озонное зондирование и в которых, согласно [3], ОСО в данном месяце (или соседних месяцах) одинаково. Всего удалось найти 30 пар таких профилей, построенных в общей сложности примерно 5000 пускам. В абсолютном большинстве случаев совпадение профилей озона было очень хорошим. Среднеквадратическое отклонение плотности озона в этих парах составляет 5 %.

Согласно проведенному исследованию, по крайней мере для климата высокая корреляция ОСО и плотности озона подтверждается.

Данная модель имеет общий интервал высот (24—30 км) с единственной пока незональной моделью ВРО, построенной по спутниковым данным [12], что позволяет провести сравнение карт на соответствующих уровнях. Для этого по предлагаемой здесь методике были построены карты отношения смеси озон/воздух для уровней 10 и 30 гПа для января за те же годы, что и в работе [12] (1978—1982 гг.). На уровне 10 гПа на обеих картах наблюдается почти полная зональность. На уровне 30 гПа экстремумы отношения смеси расположены на обеих картах примерно в тех же







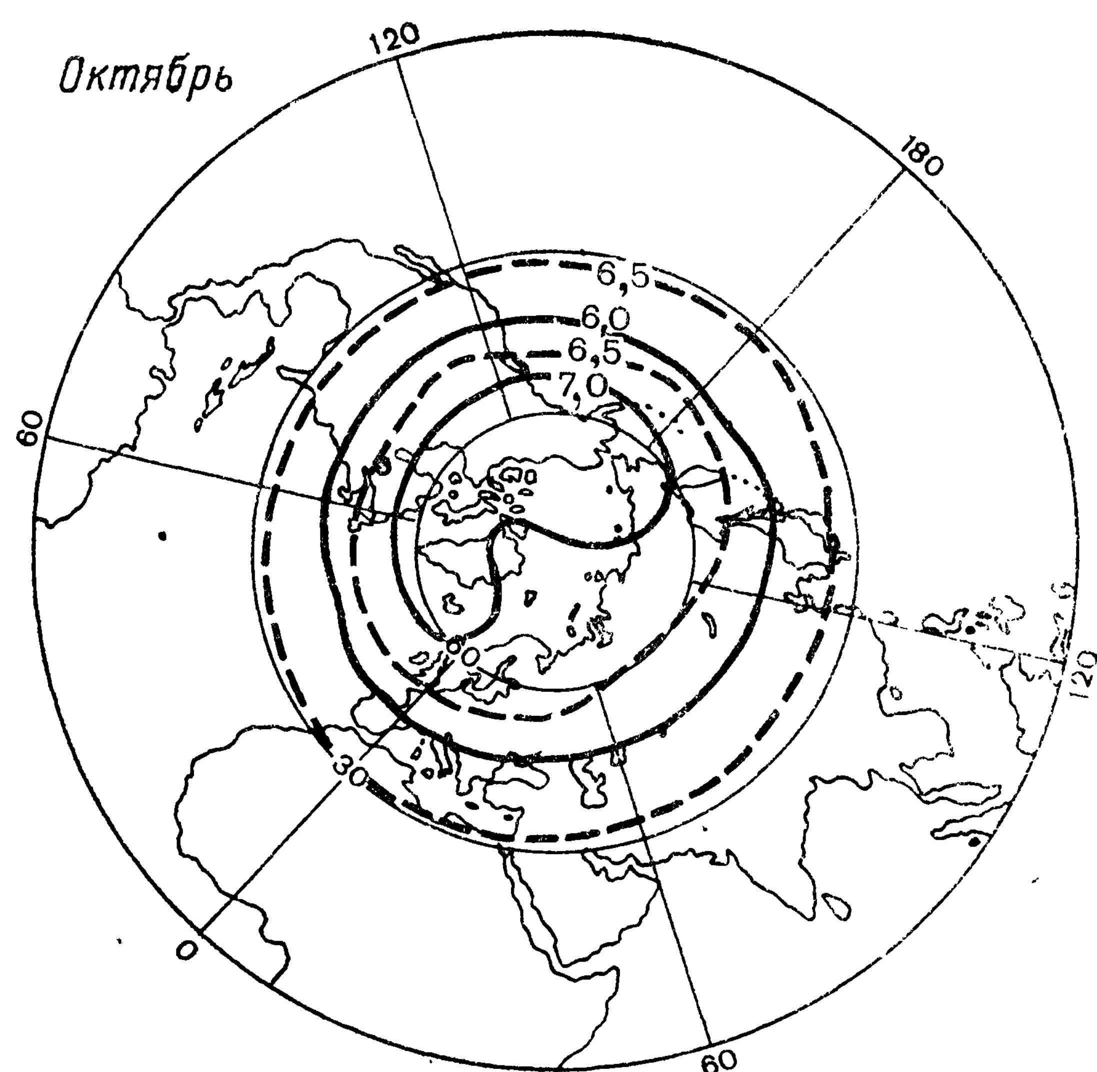
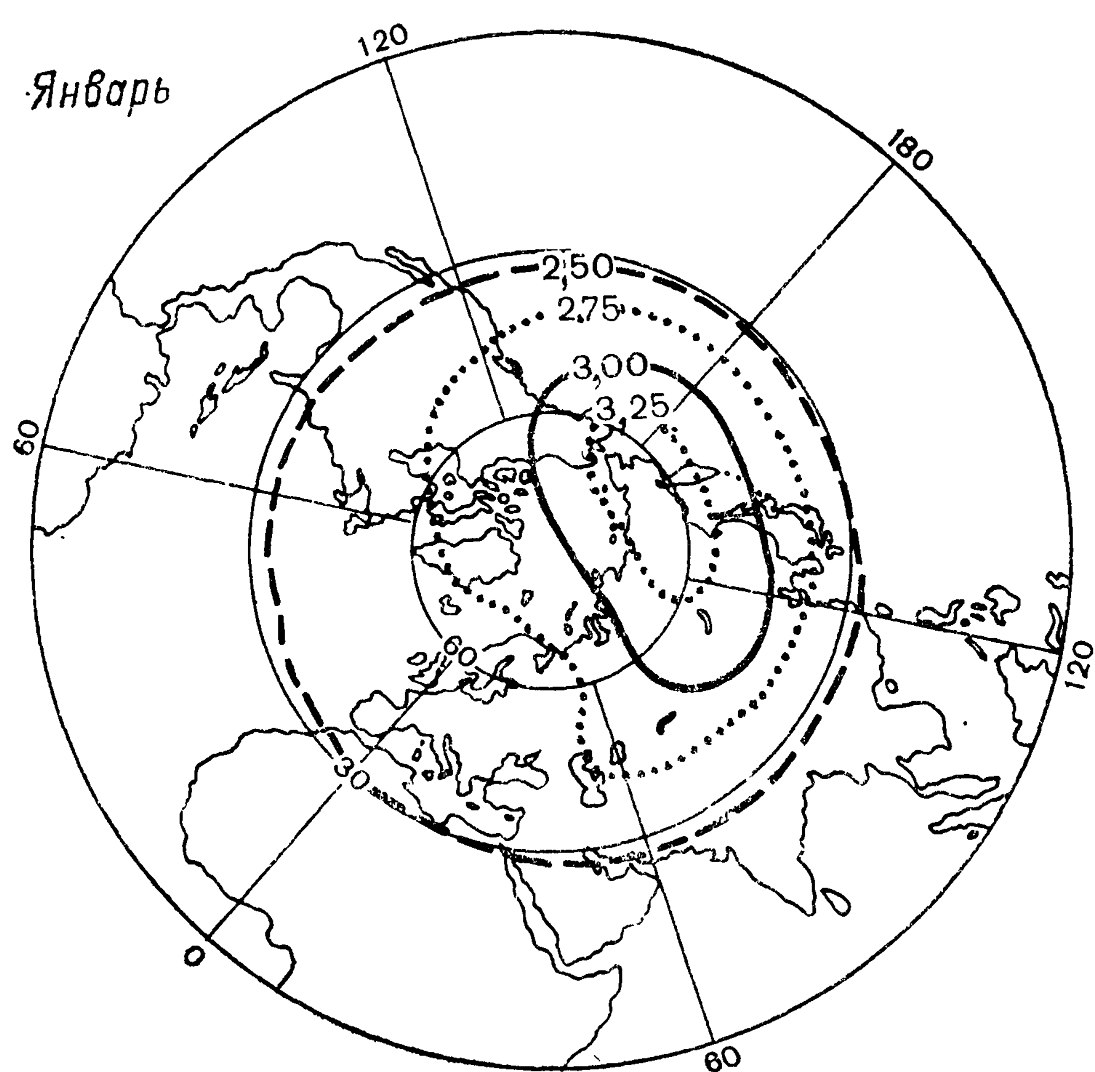
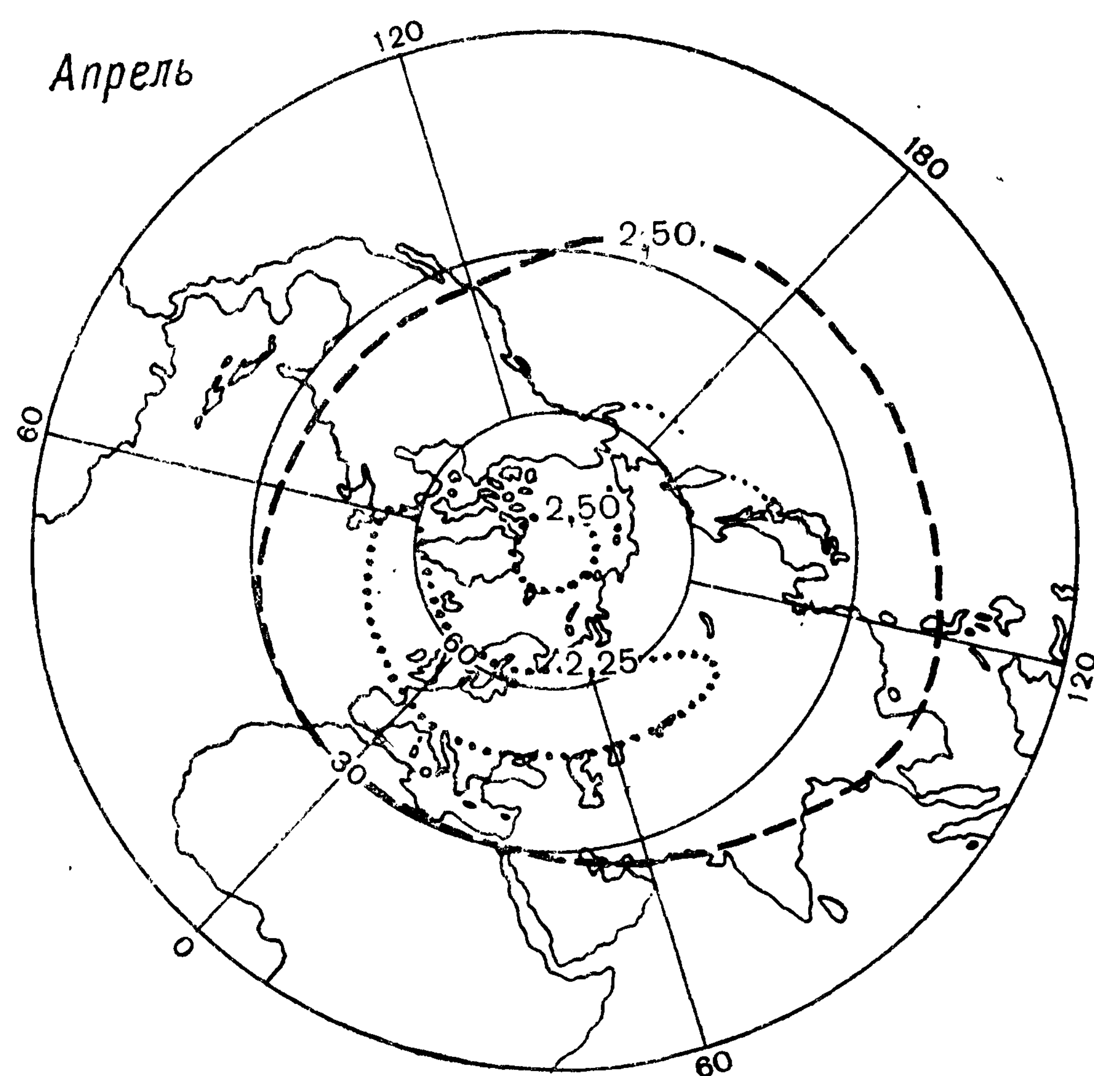
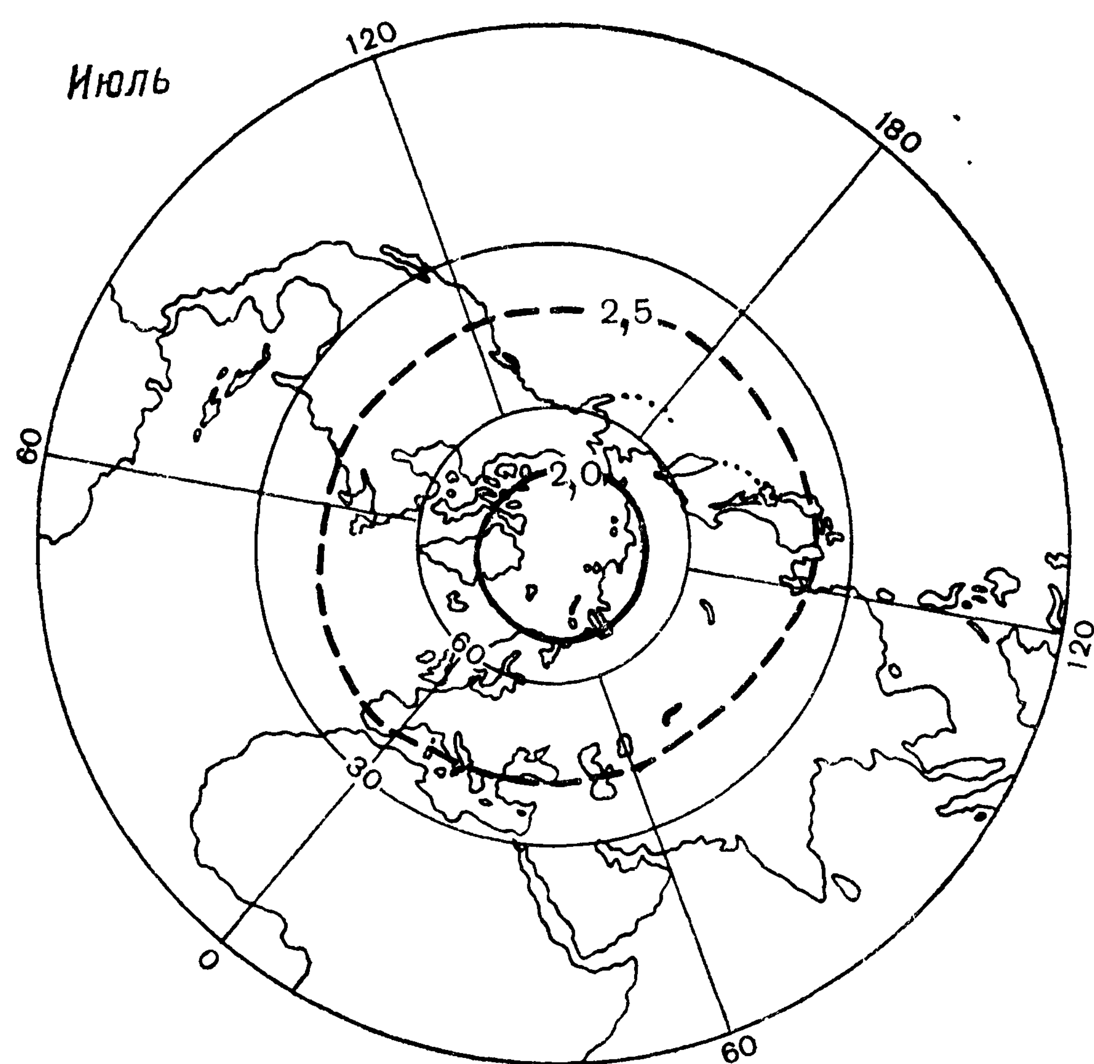


Рис. 16.3.1. Среднемесячные карты отношения смеси озон/воздух (млн$^{-1}$, по объему) для уровня 1 гПа [12].







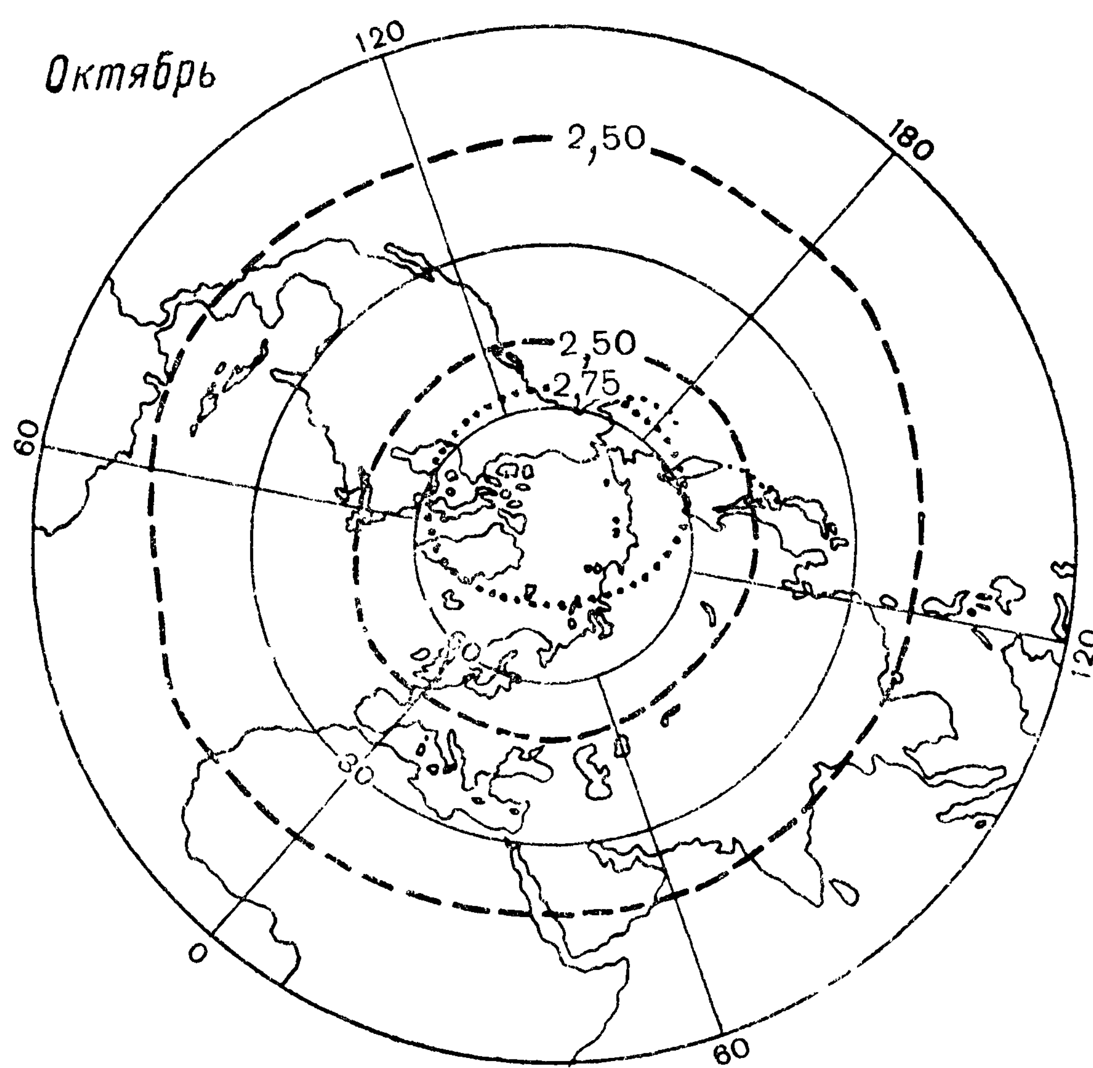


Рис. 16.3.1. Среднемесячные карты отношения смеси озон/воздух (млн.$^{-1}$, по объему) для уровня 0,4 гПа [12].

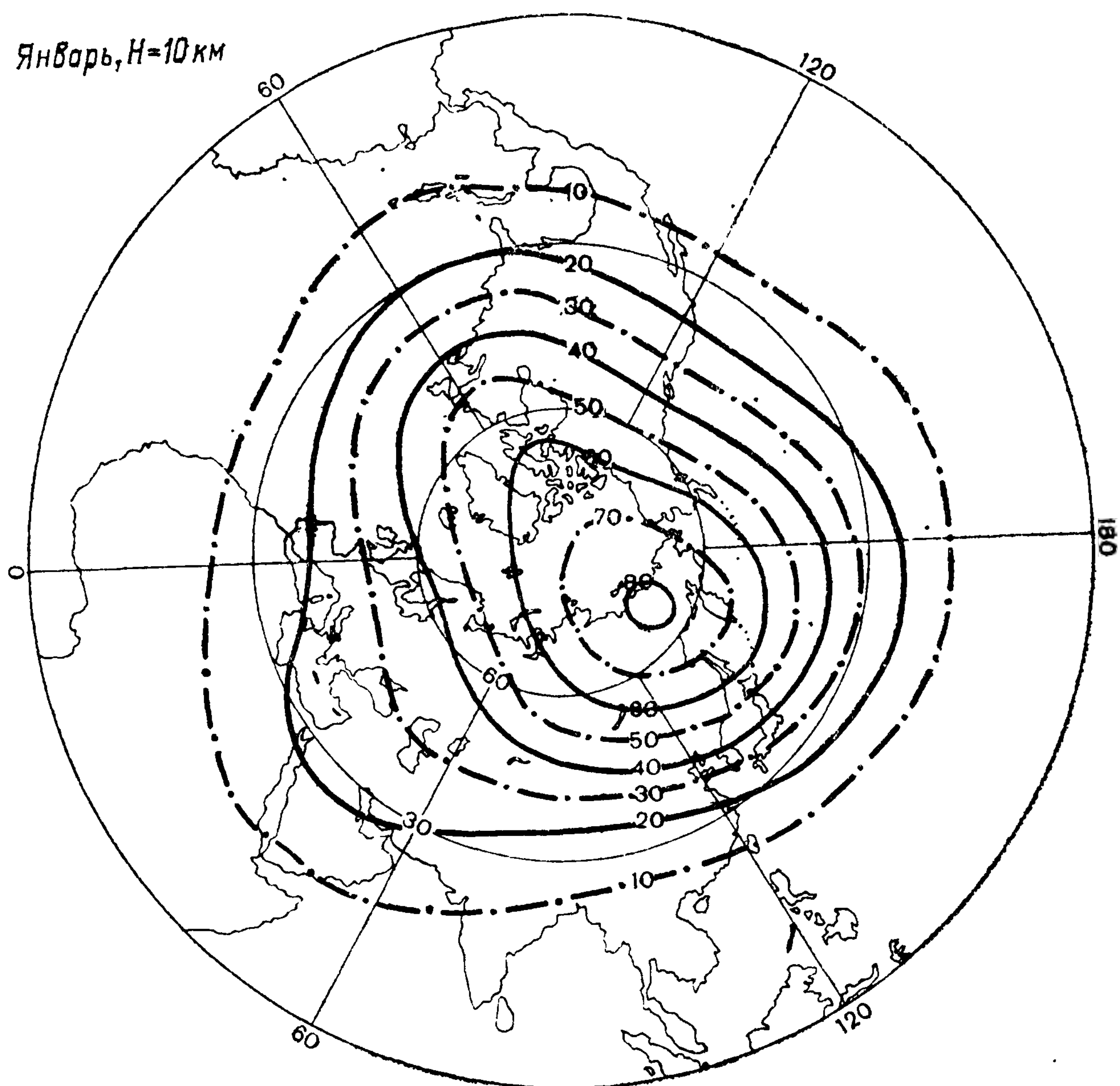
районах. Различия в данных отношения смеси не превышают 10 %. Учитывая различие использованных массивов данных, а также не очень высокую точность спутниковых измерений, особенно на столь низких высотах, результаты сравнения, на наш взгляд, следует признать вполне удовлетворительными. Модель ВРО построена с использованием методов аппроксимации метеорологических полей, что позволяет получать значения парциального давления озона в любой точке четырехмерного пространства (координаты и время) в интервале высот 10—32 км.

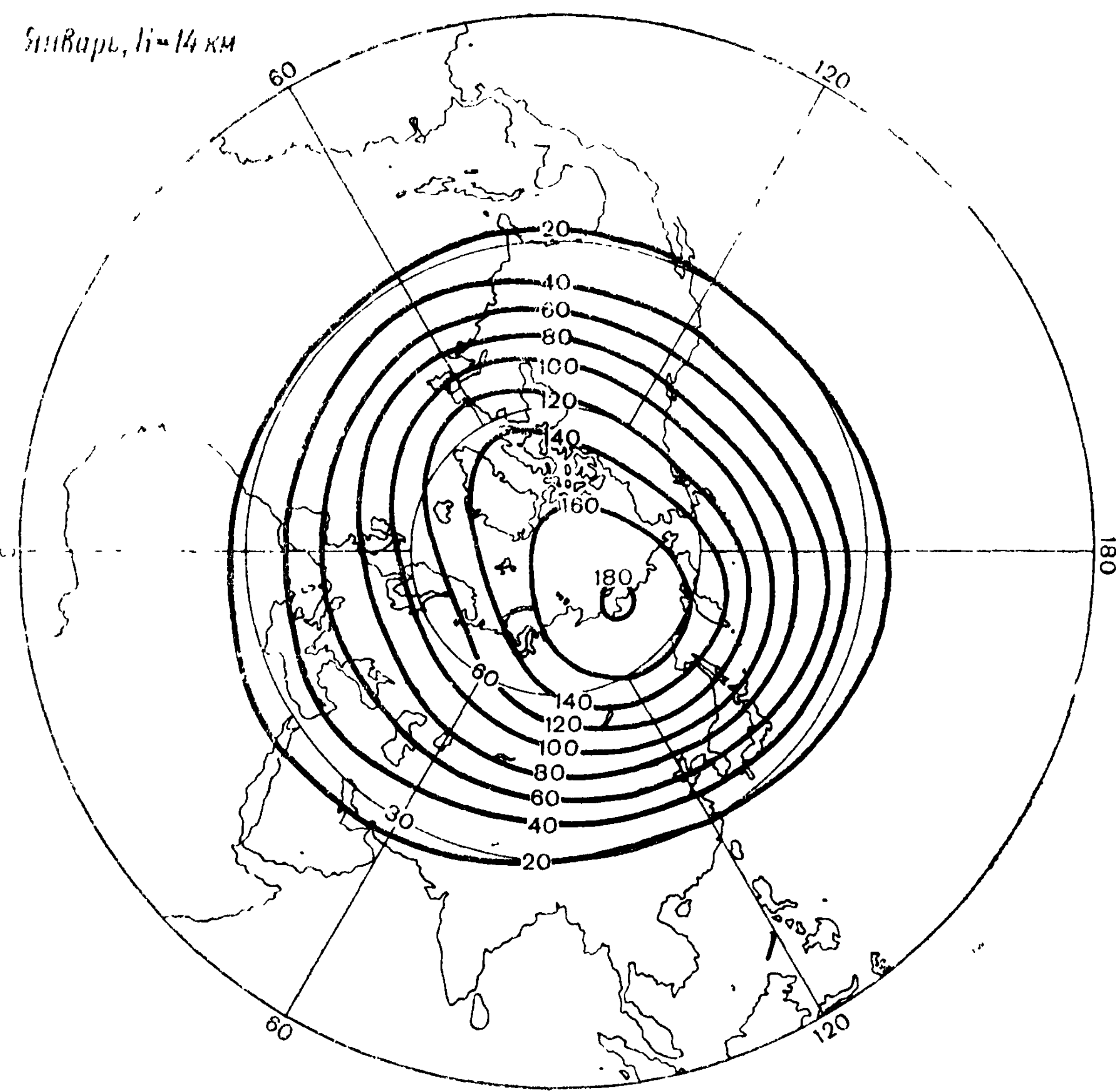
На рис. 16.3.3 приведены построенные по предлагаемой методике карты парциального давления озона для января, апреля, июля и октября для высот 10—26 км через каждые 2 км, а также для высоты 30 км. Модель не распространяется на тропосферу, т. е. область высот ниже 16 км для тропических широт (с высокой тропопаузой) и ниже 10 км для остальной области, поскольку для тропосферы столь высокая корреляция плотности озона и ОСО не обнаружена.

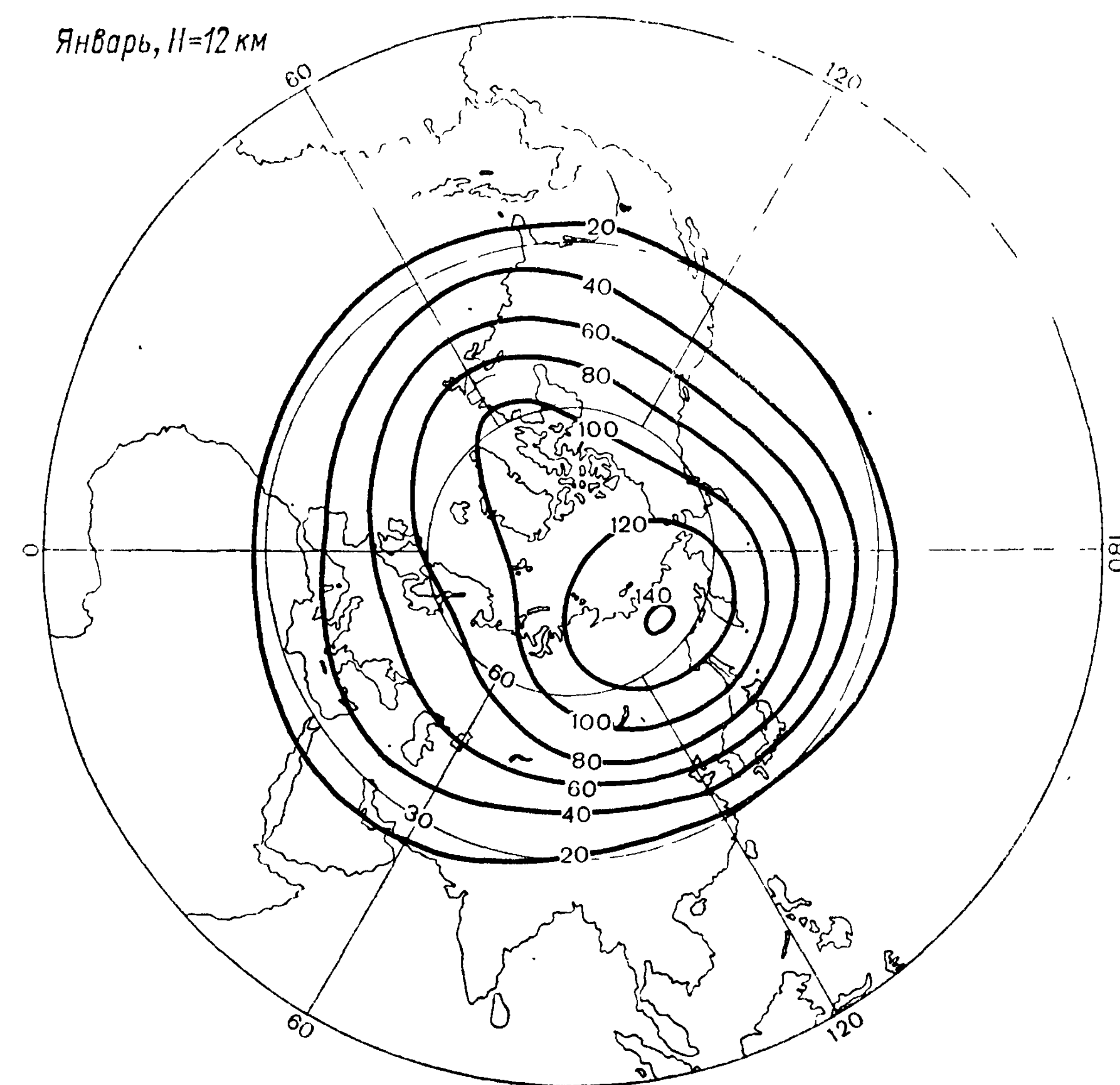
Как видно, незональность плотности озона в нижней стратосфере существенно больше, чем незональность ОСО. В самых нижних слоях тропосферы зимой она достигает фактора 2. С увеличением высоты незональность уменьшается и на высоте 28—32 км наблюдается распределение озона, очень близкое к зональному.

Основной максимум плотности озона в нижней стратосфере относительно максимума ОСО сдвинут к северу. Вторичный максимум в виде гребня расположен над восточной частью Канады. В области высот 28—32 км распределение озона с широтой меняется на обратное, т. е. минимальные плотности наблюдаются в полярных районах. Область высот 22—26 км — переходная, в ней наблюдается довольно сложное географическое распределение озона.

Очень интересно отметить, что в области разрыва тропопаузы (30—35° с. ш.) на высотах 16 и 18 км (вблизи тропической тропопаузы) плотность озона существенно больше в тех секторах, где область разрыва тропопаузы находится в более низких широтах [8].







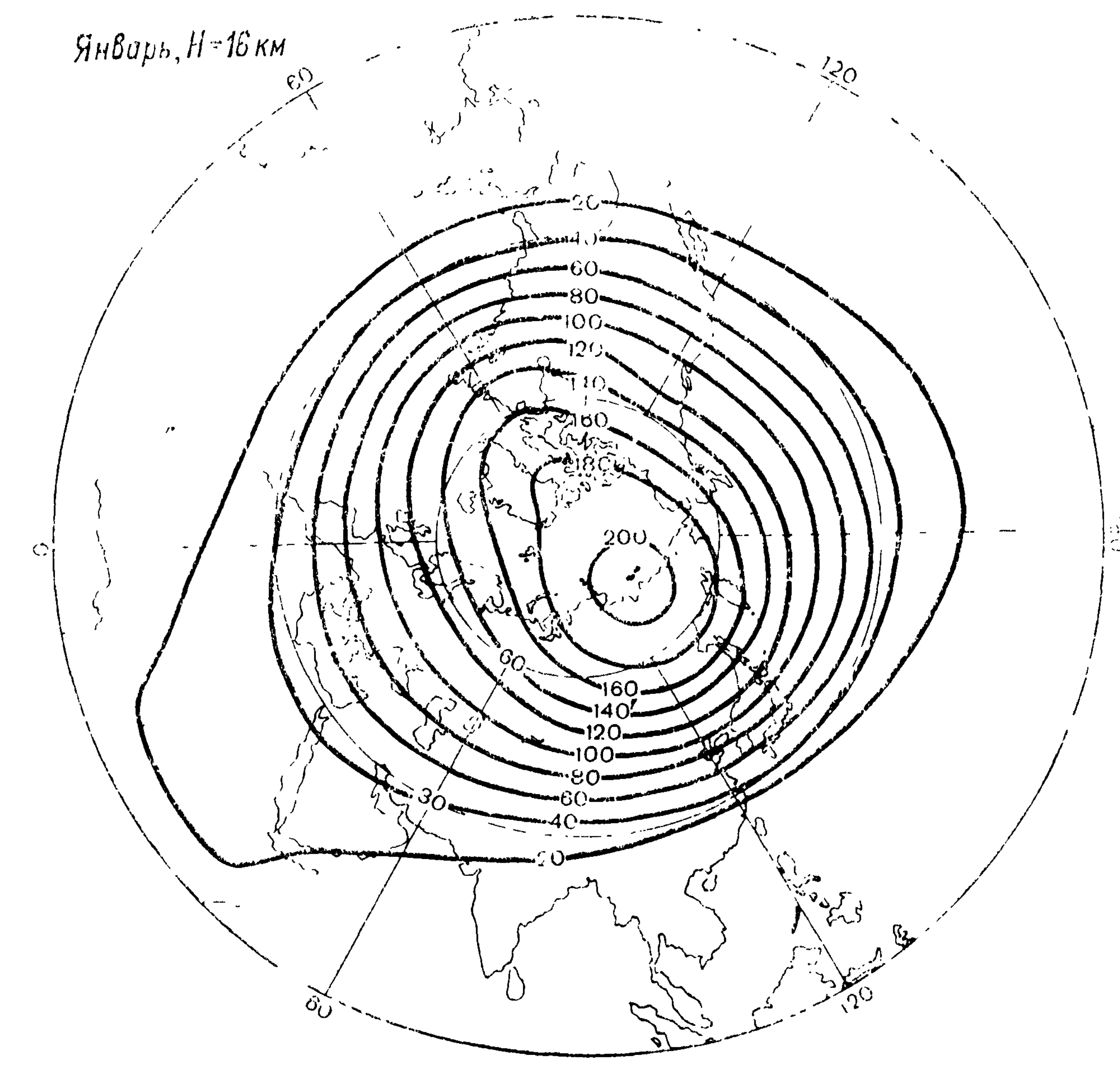
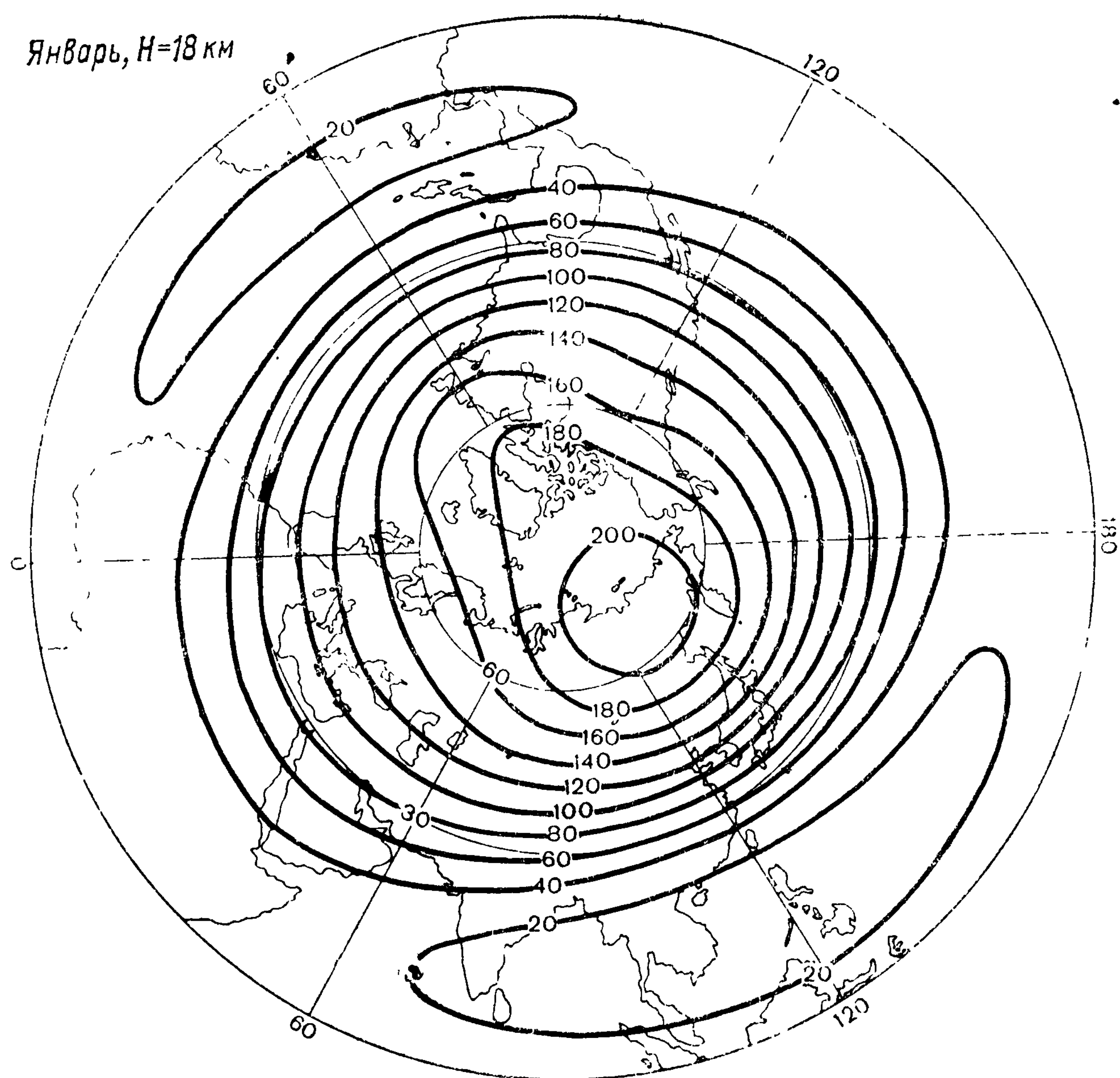
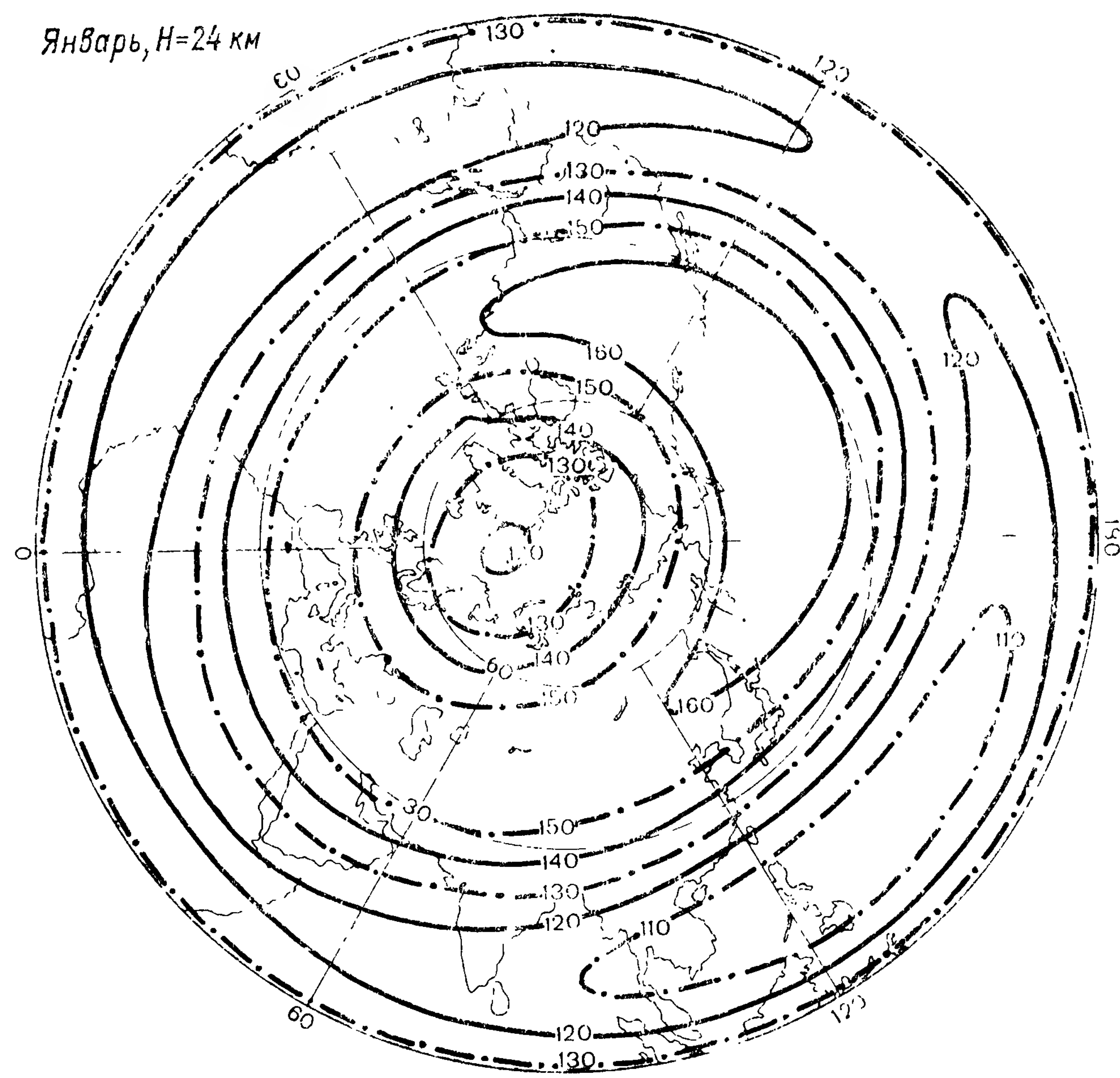
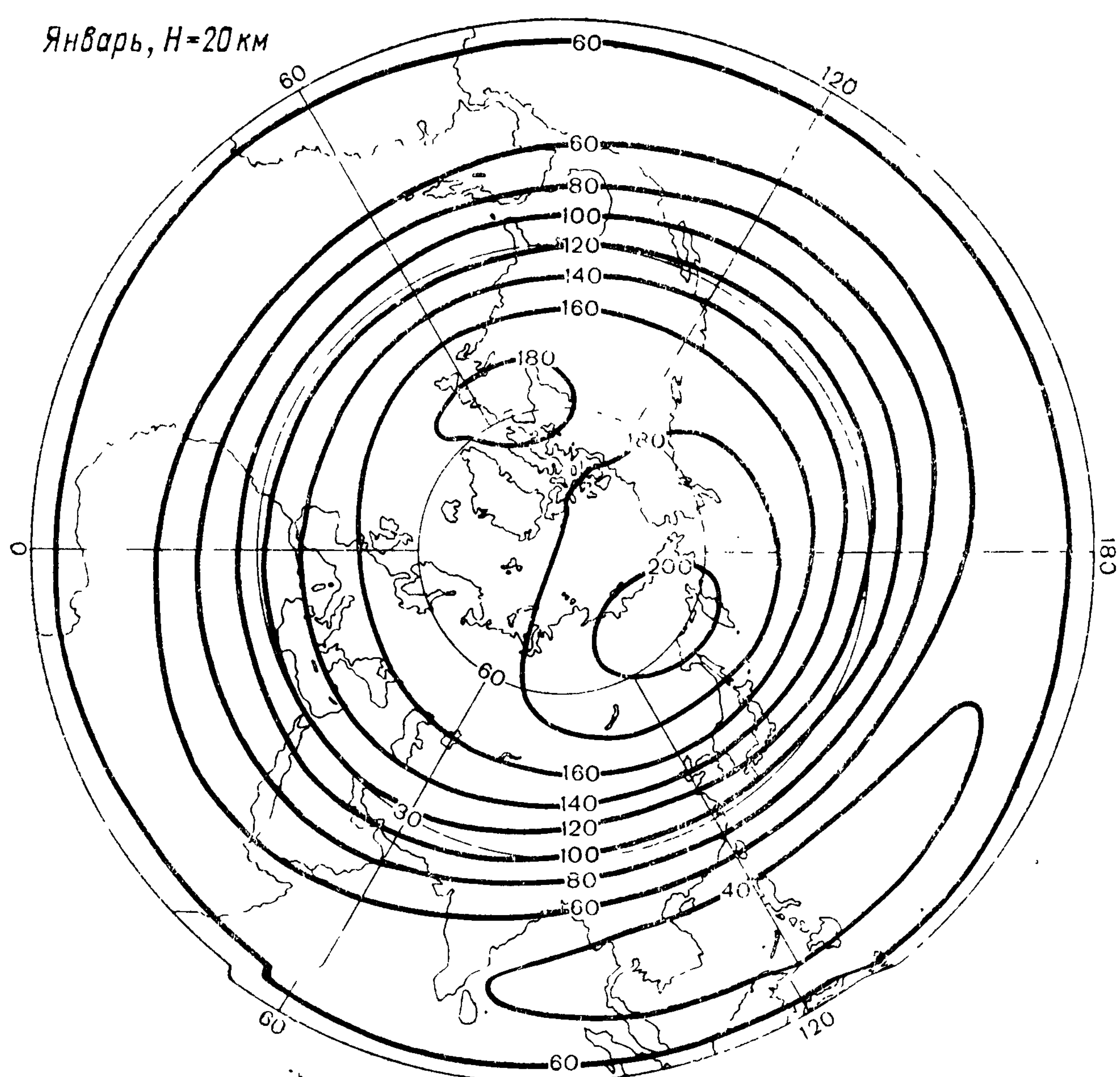
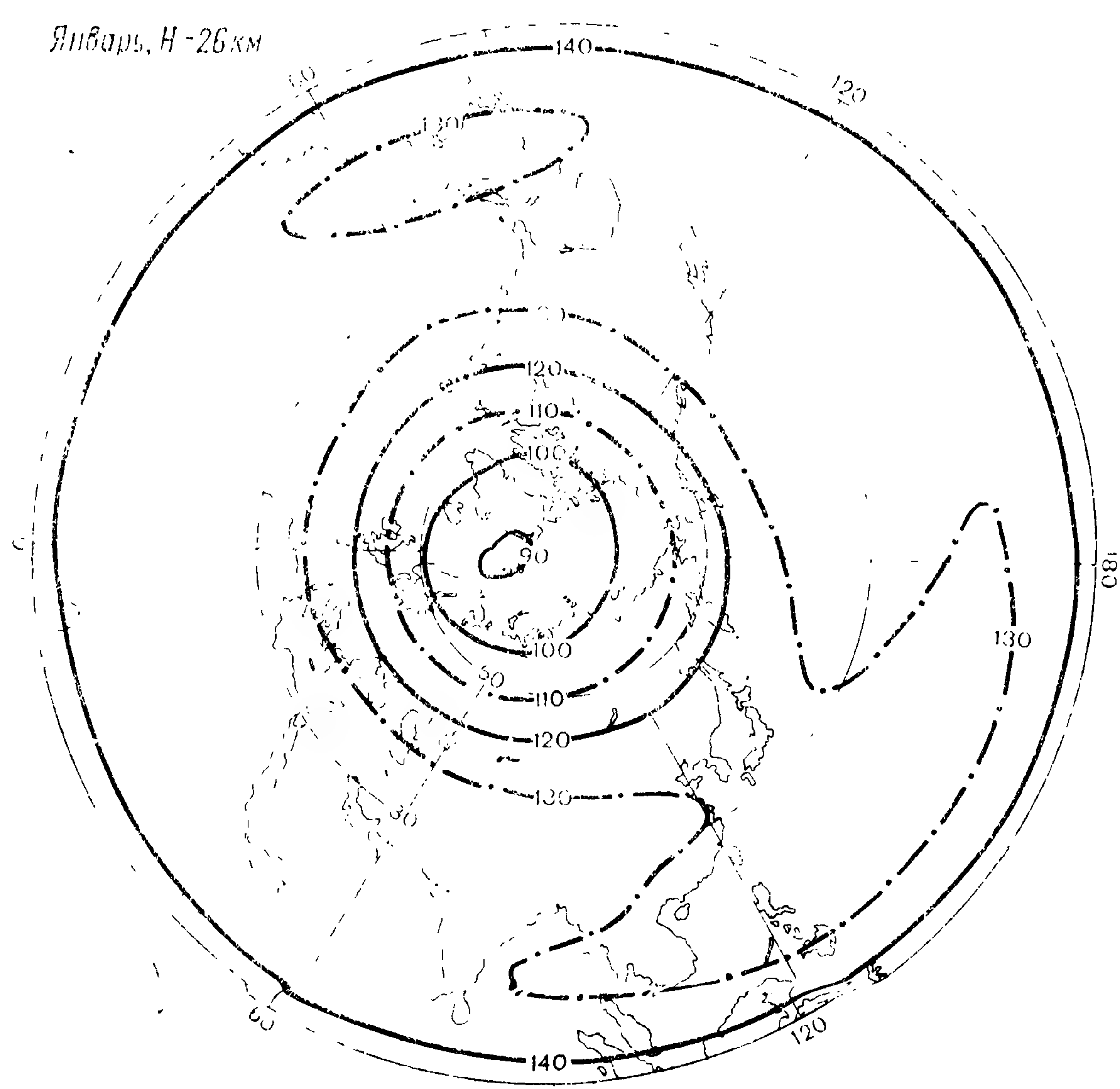


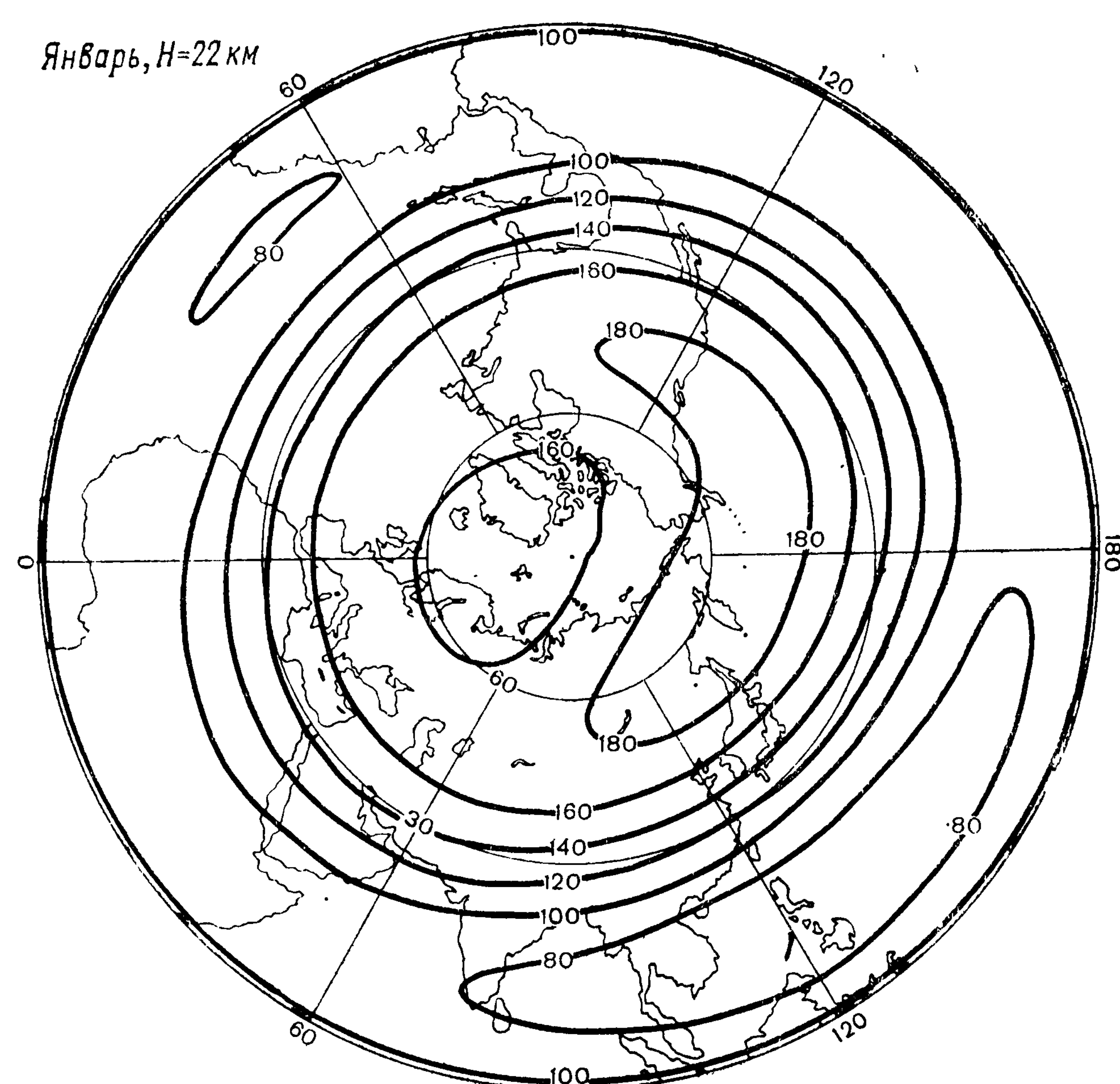
Рис. 16.3.3. Среднемесячные карты парциального давления озона для северного полушария для различных высот *H*.











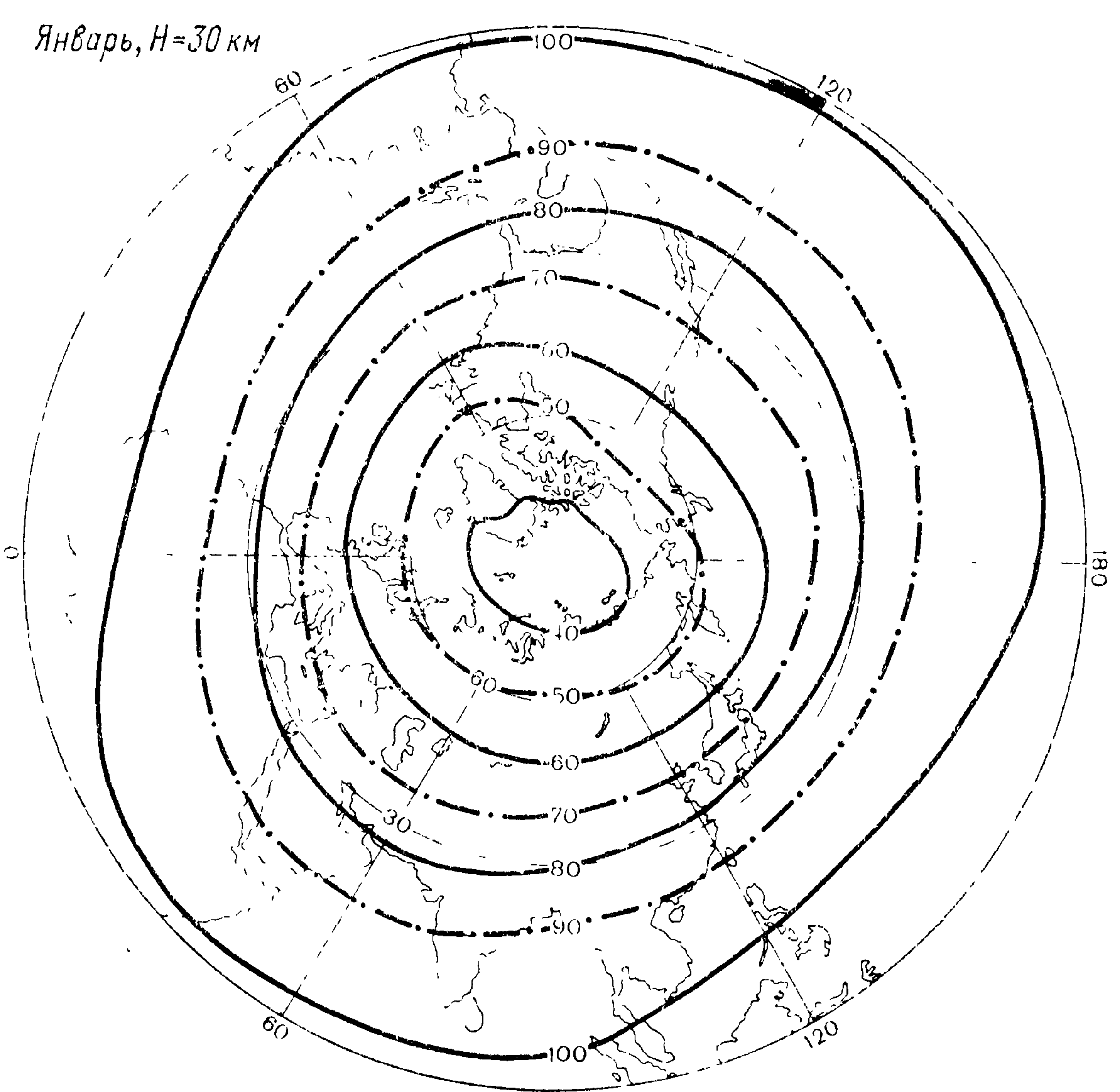
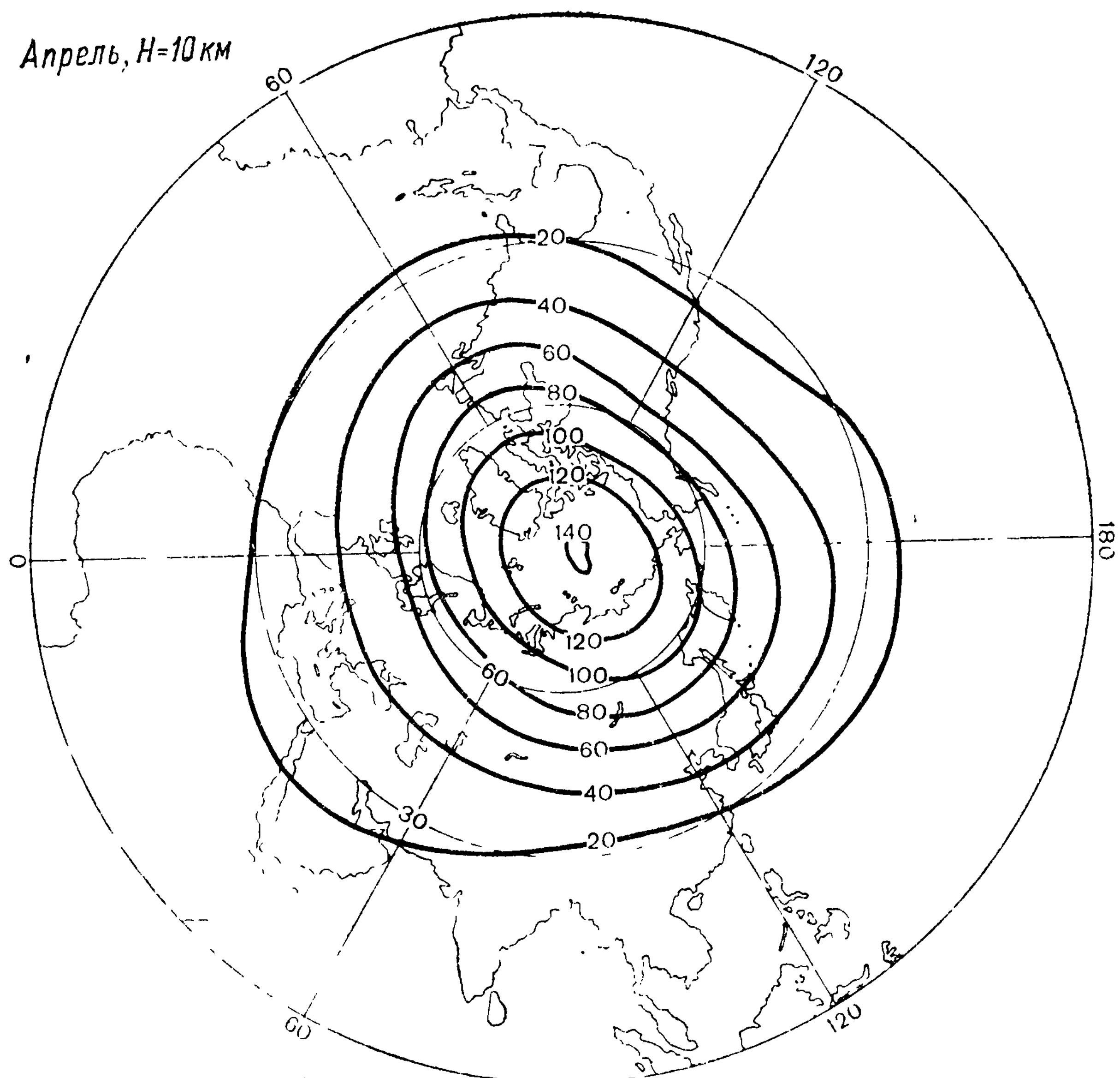
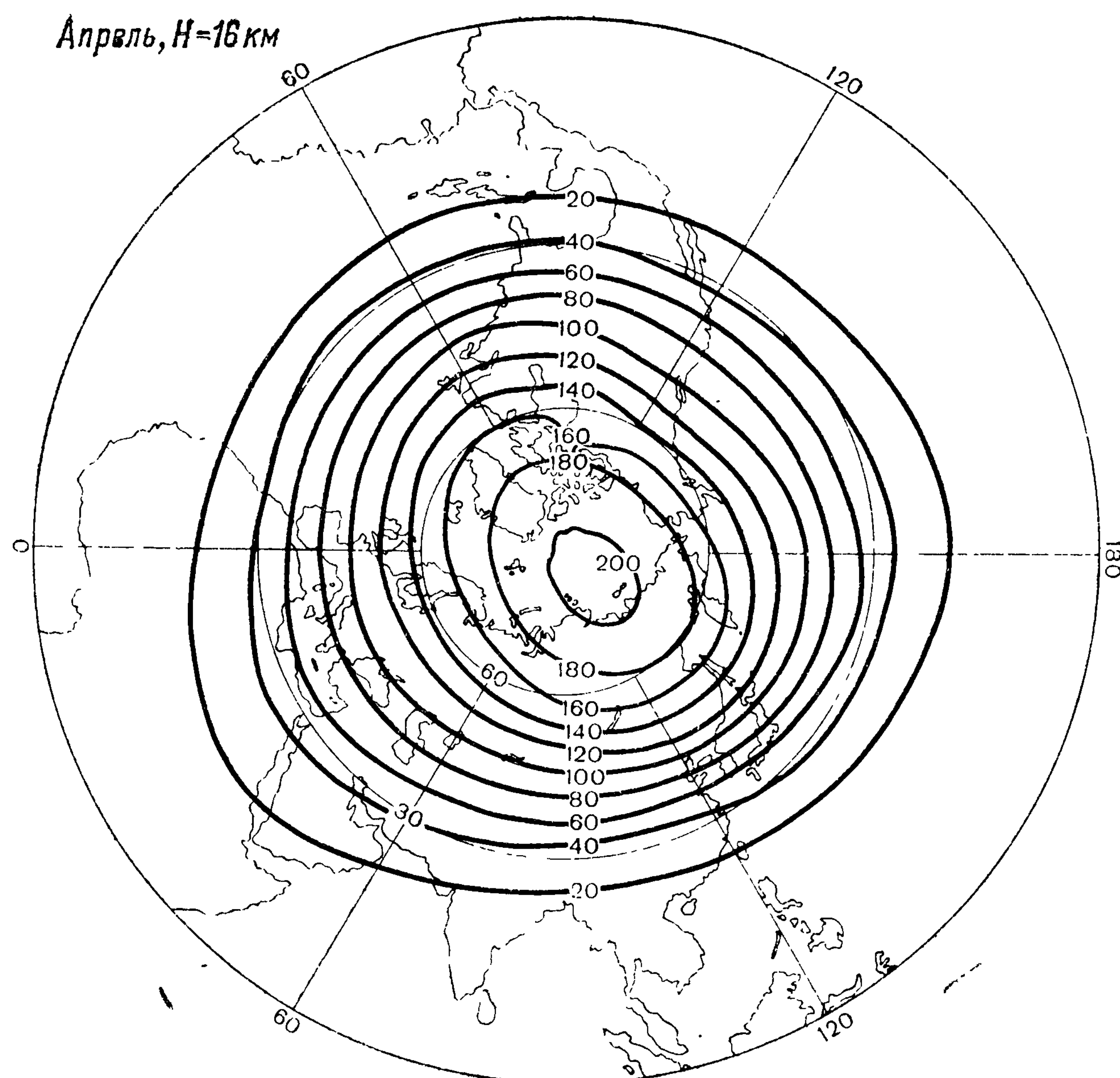
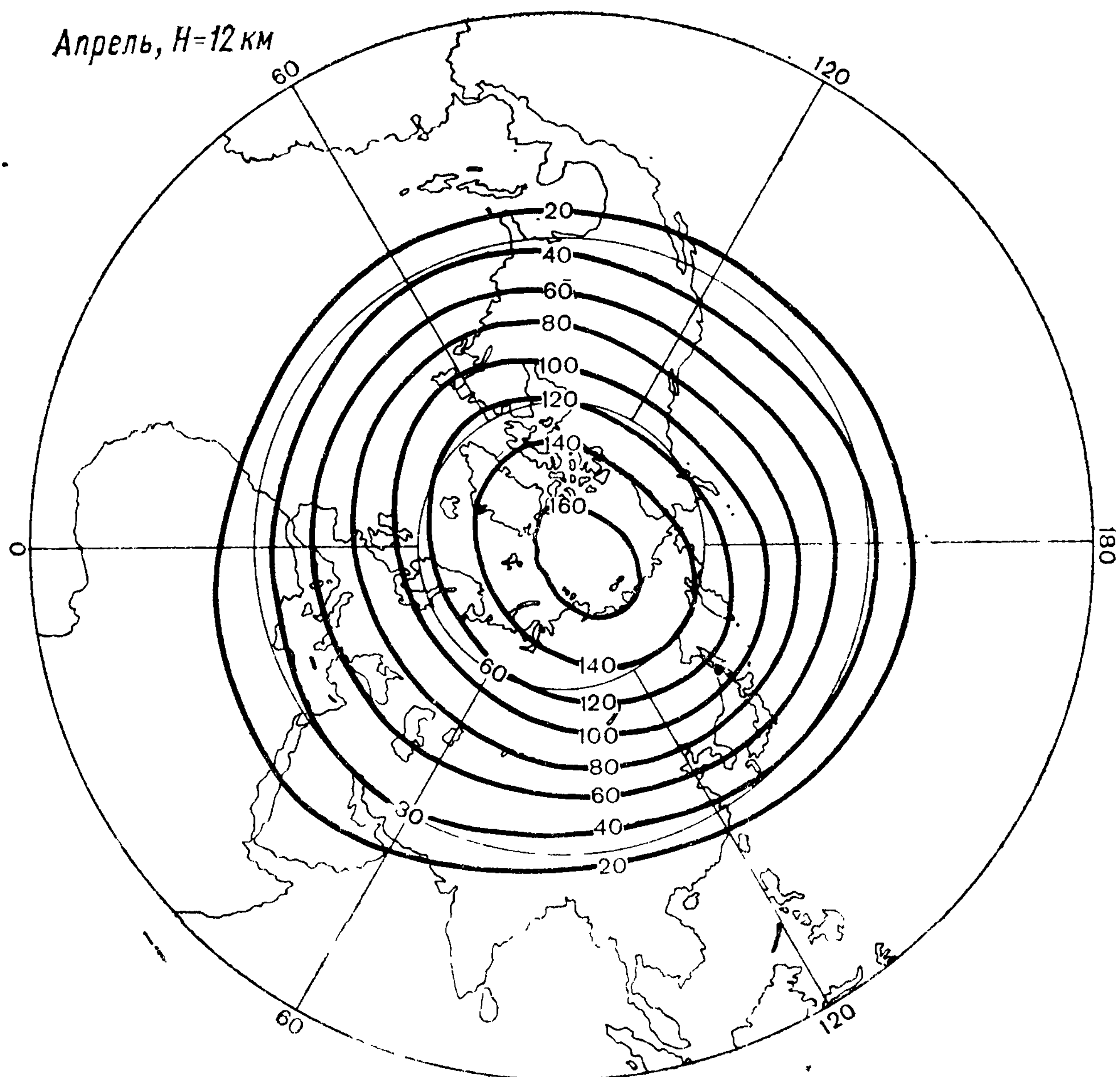
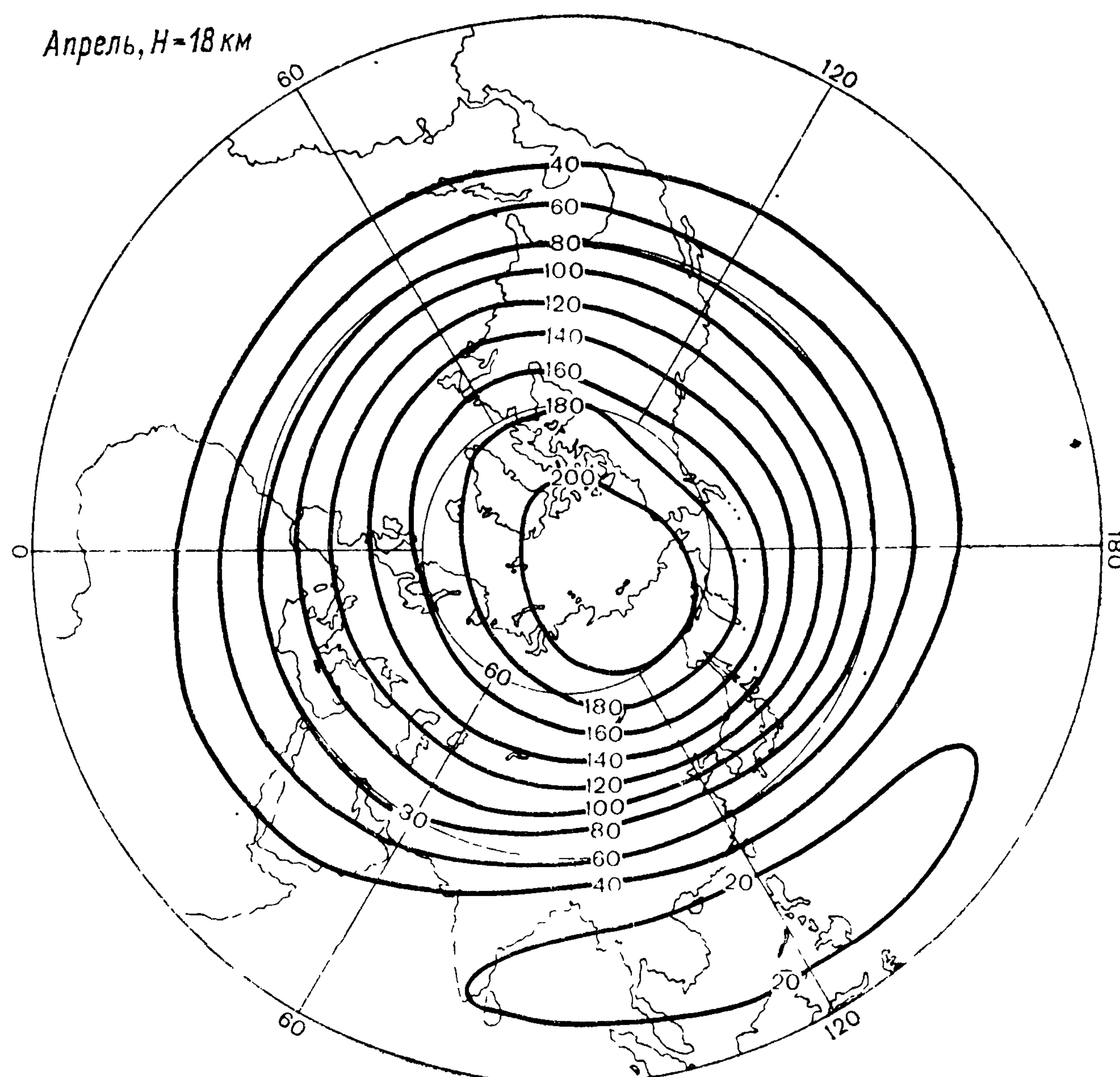


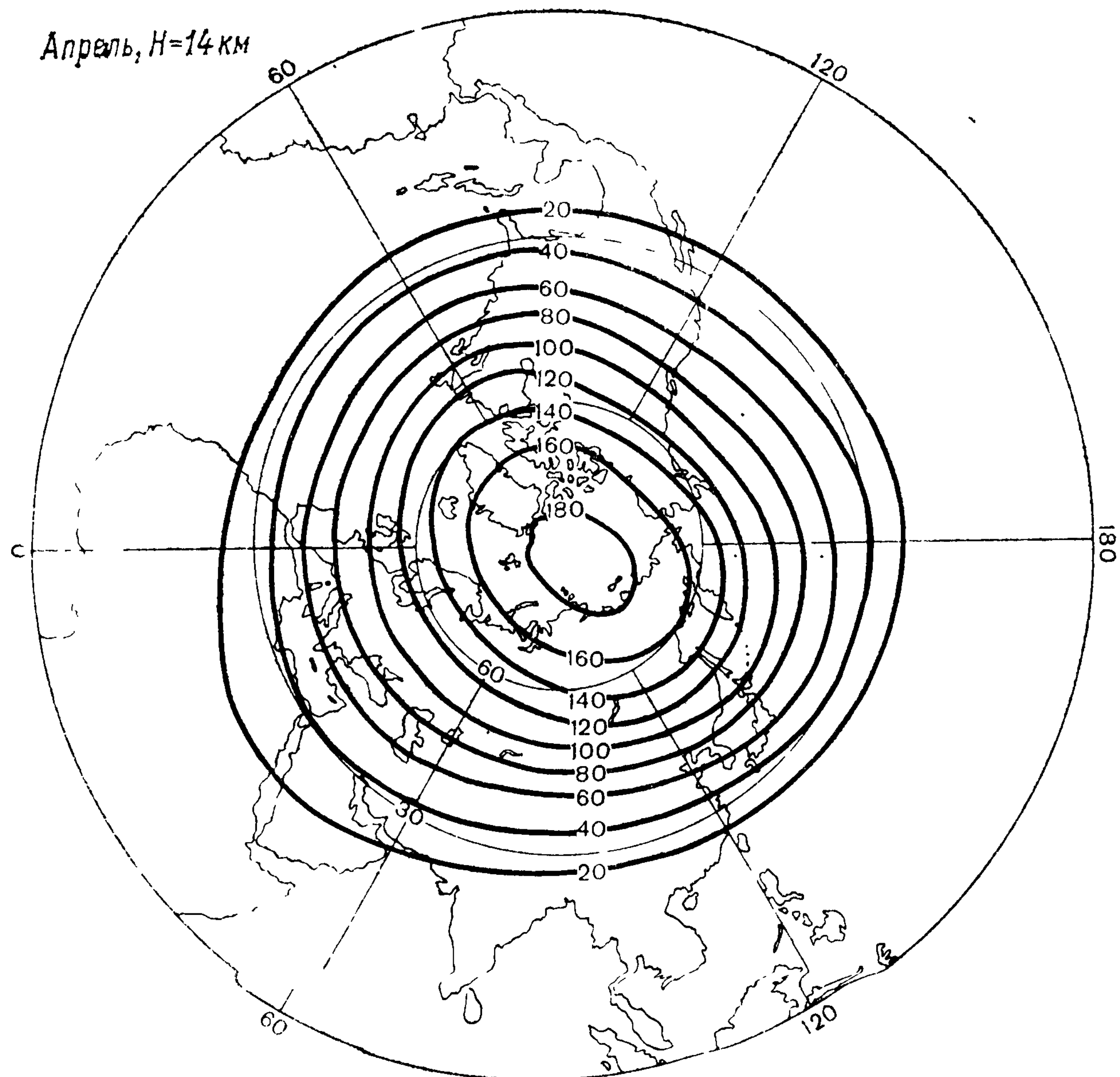
Рис. 16.3.3. Среднемесячные карты парциального давления озона для северного полушария для различных высот H.











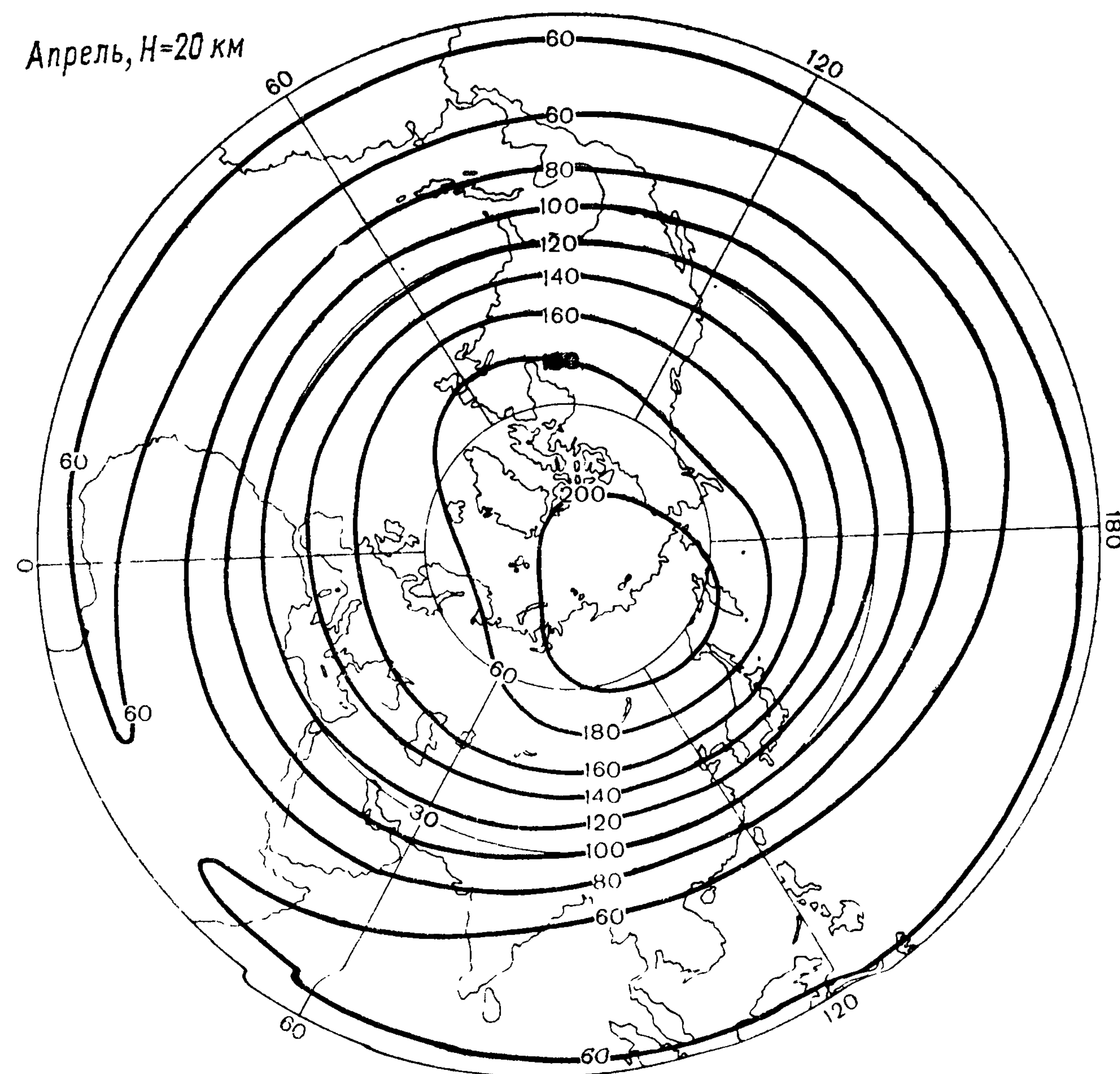
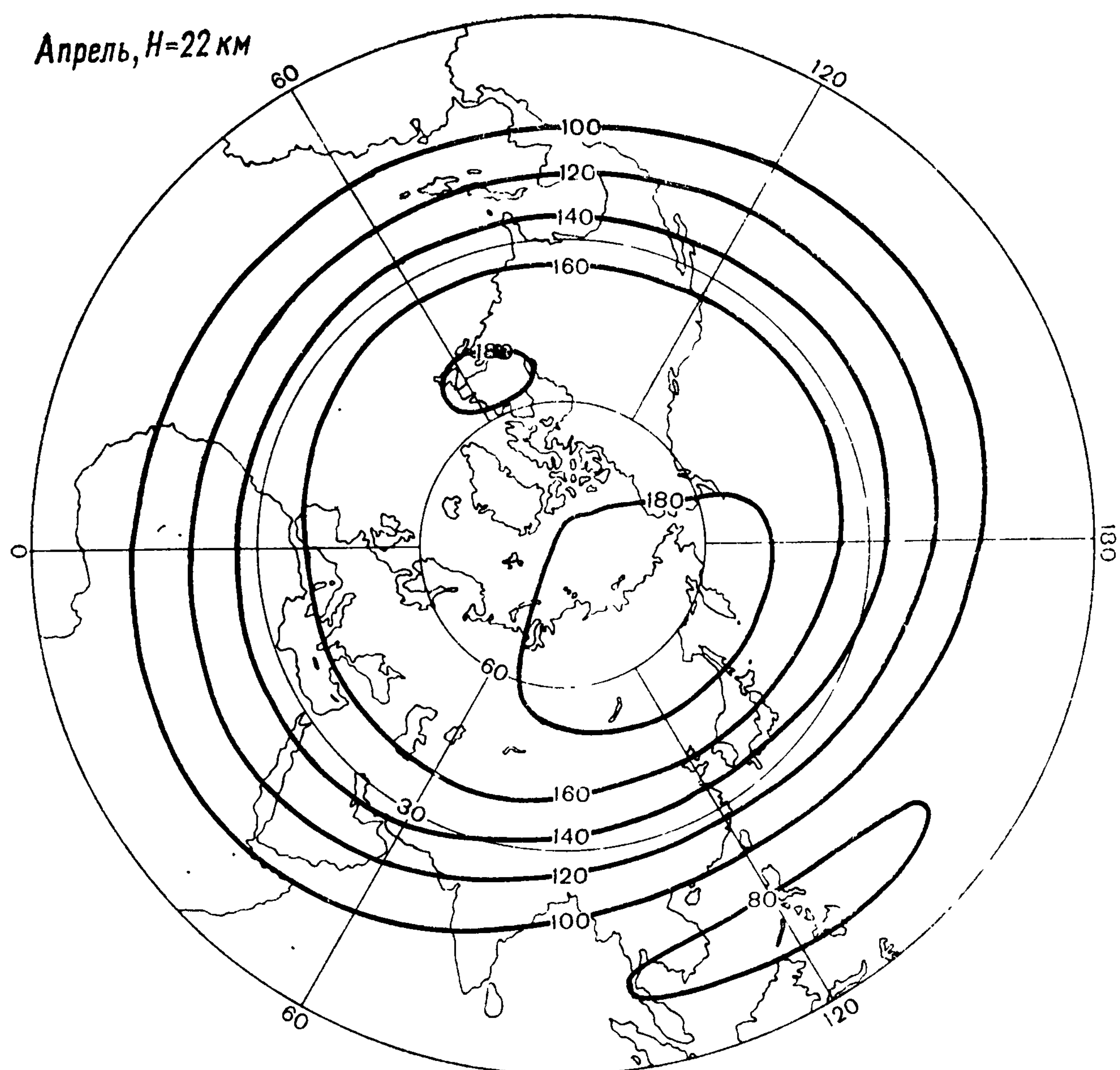
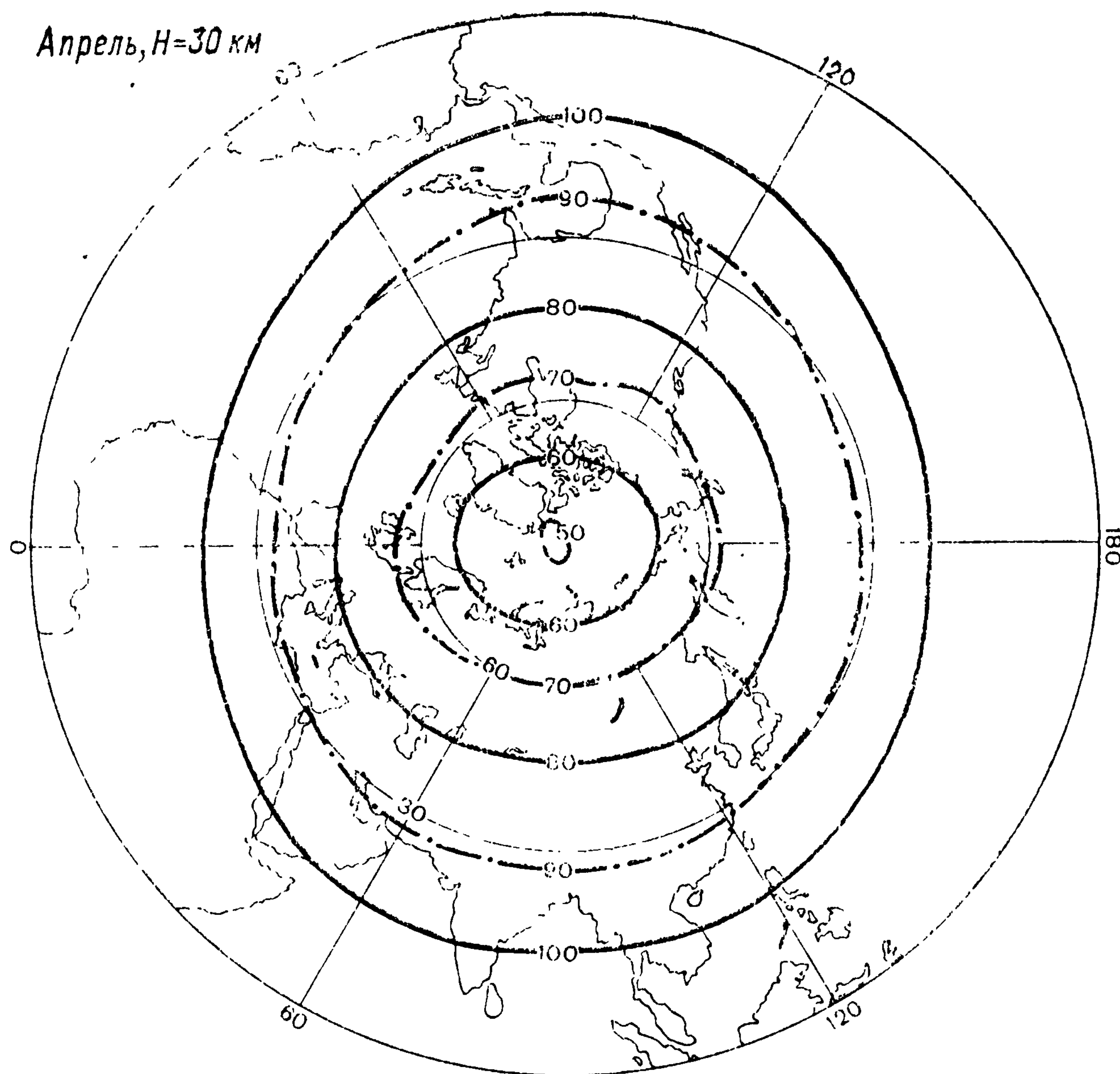
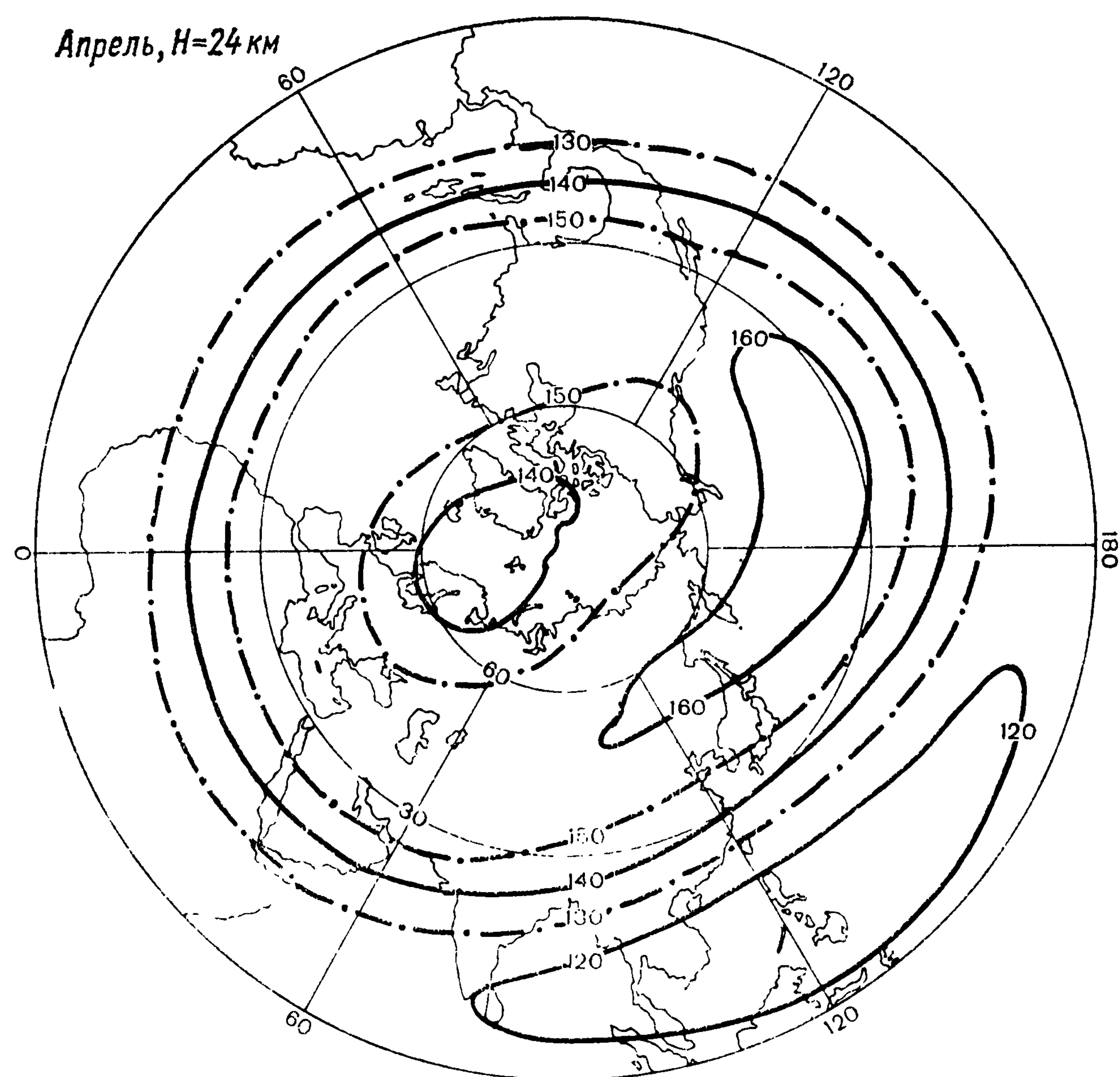
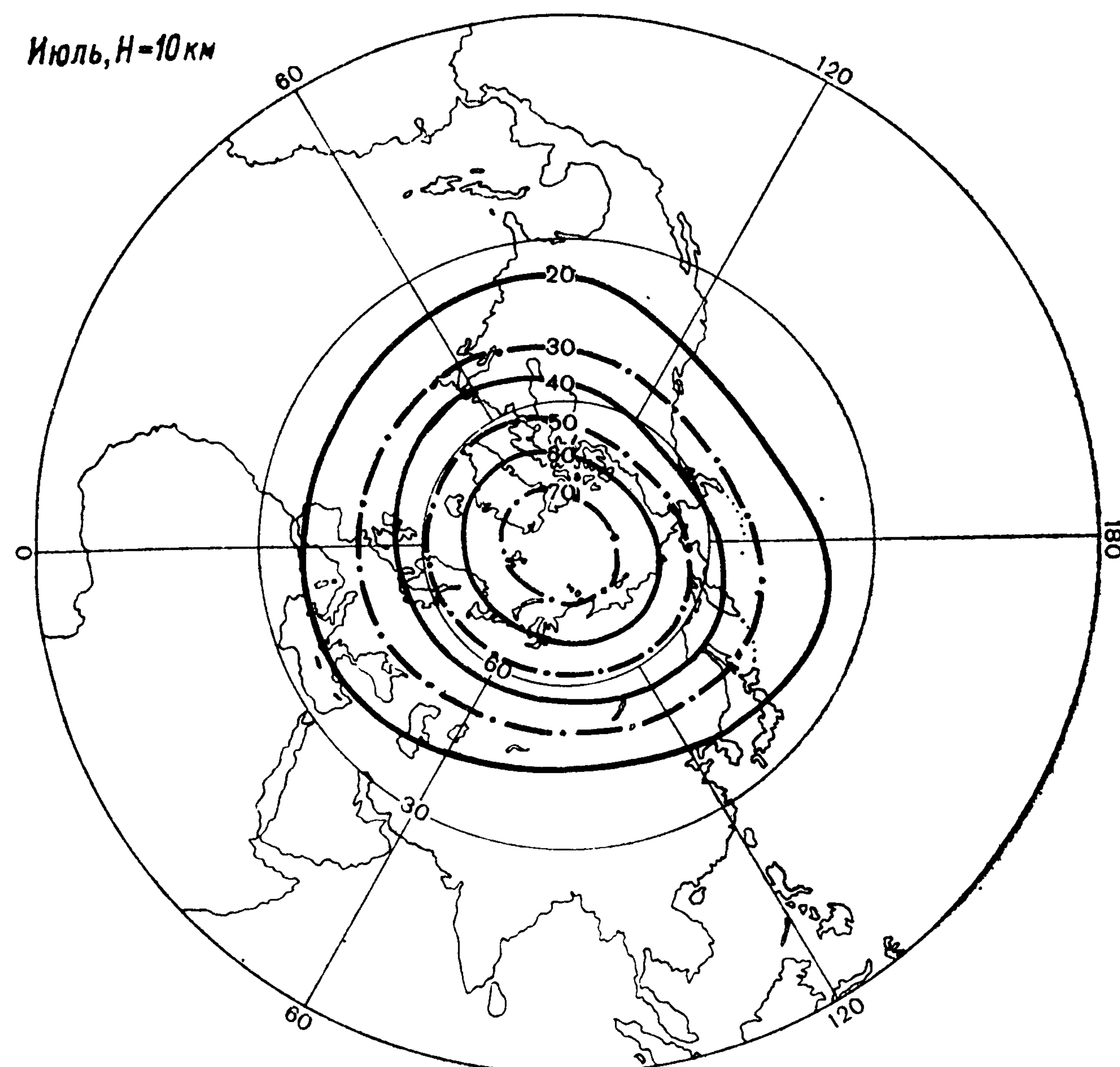


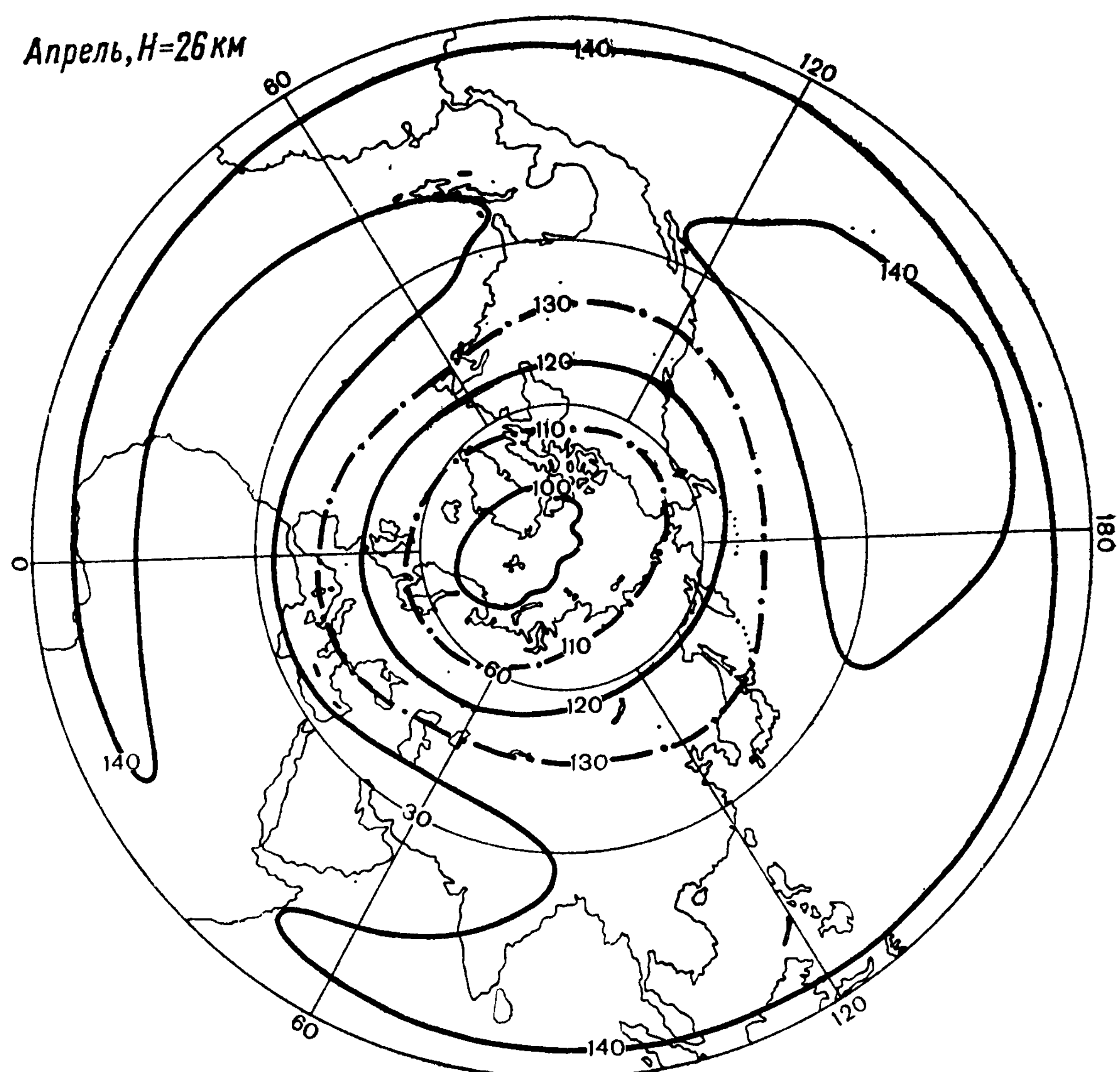
Рис. 16.3.3. Среднемесячные карты парциального давления озона для северного полушария для различных высот H.











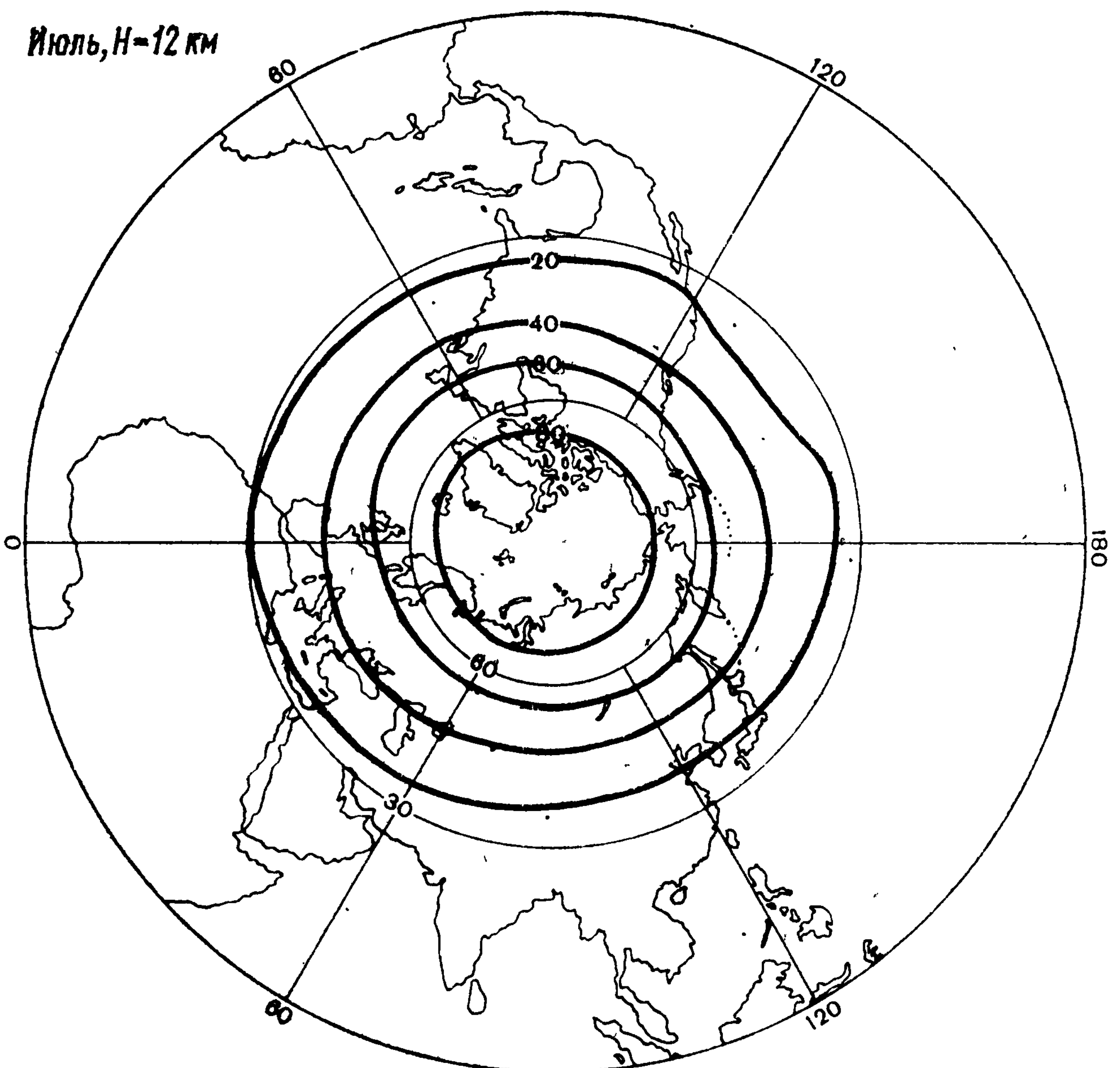
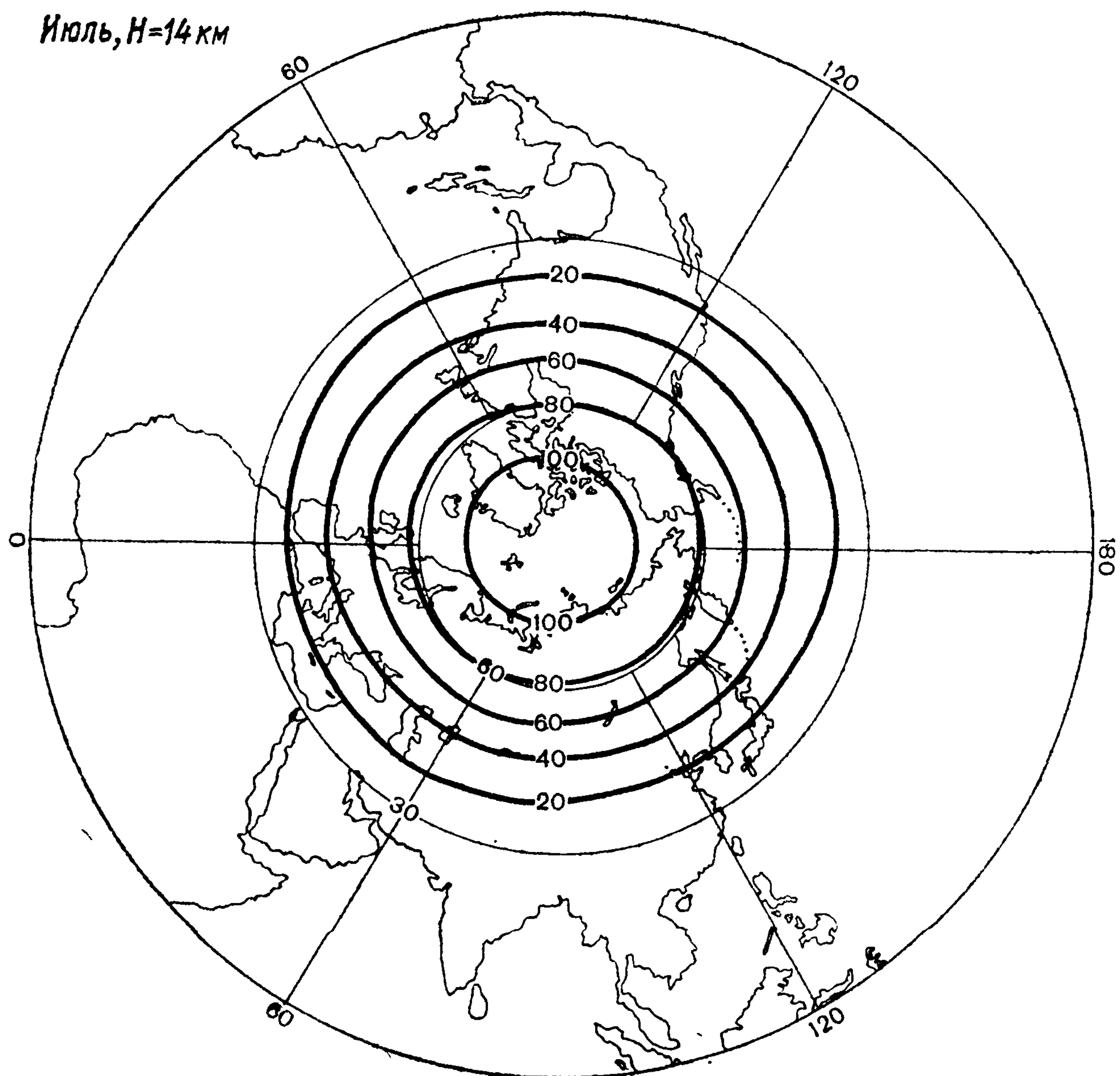
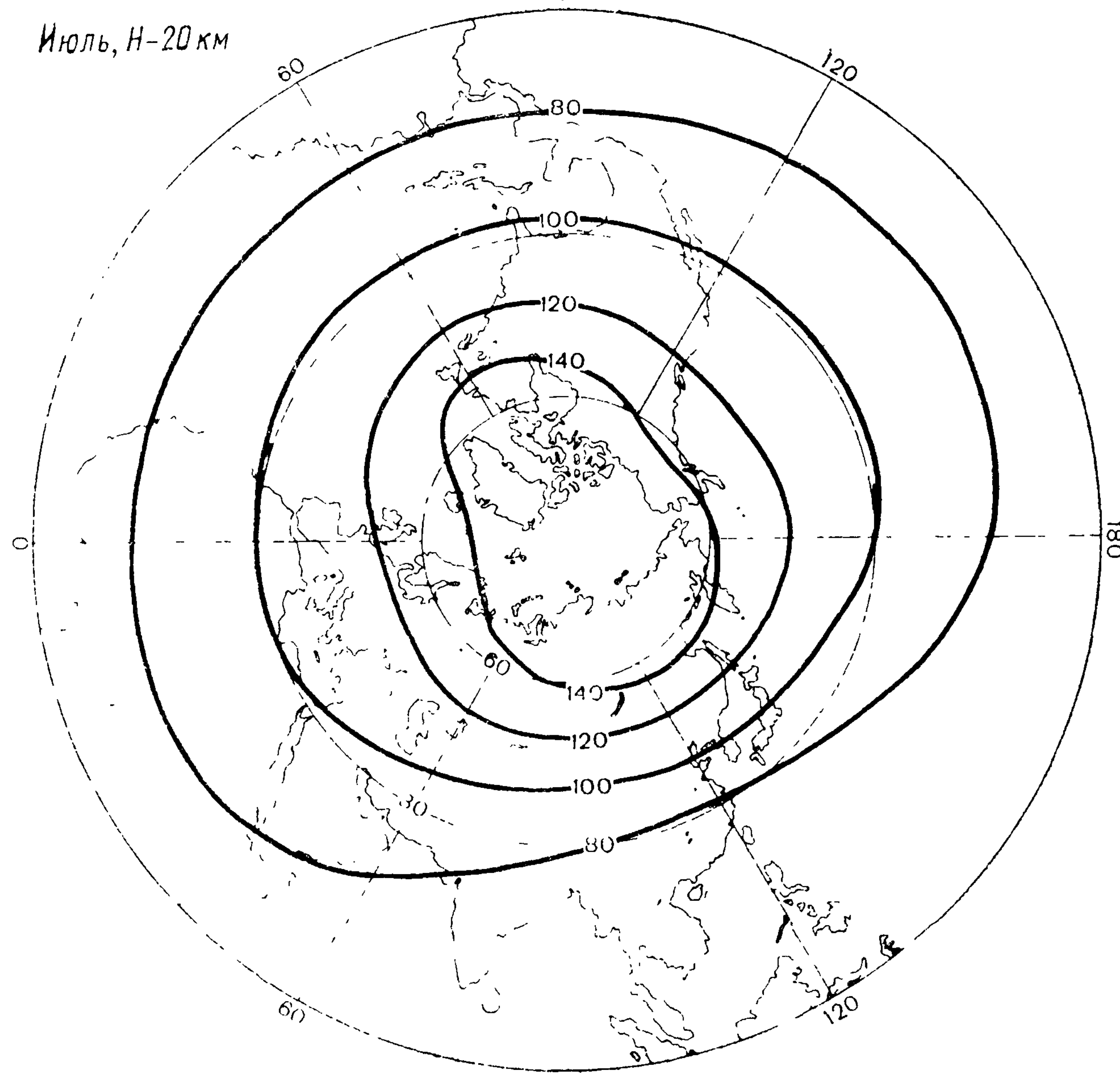
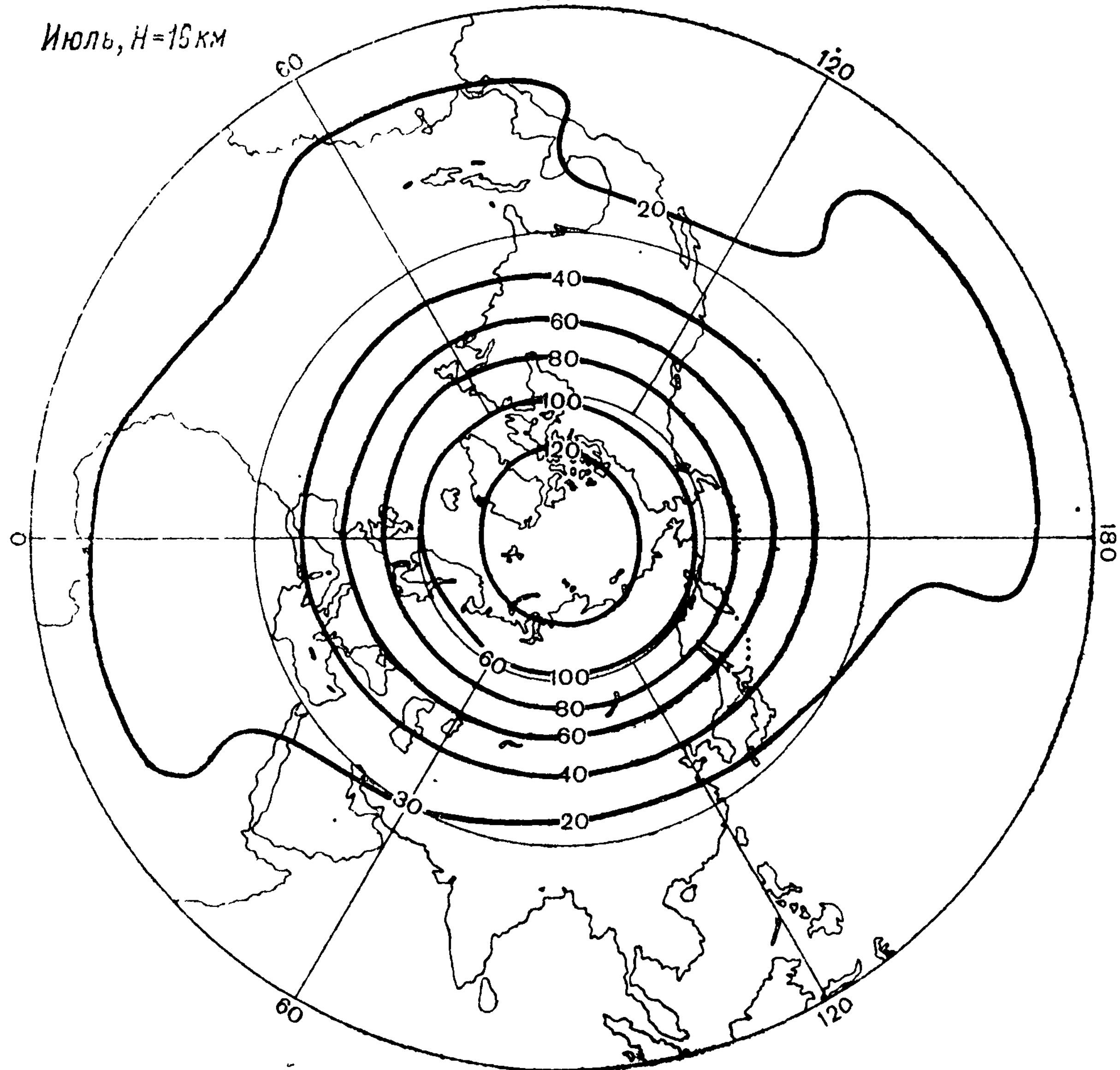


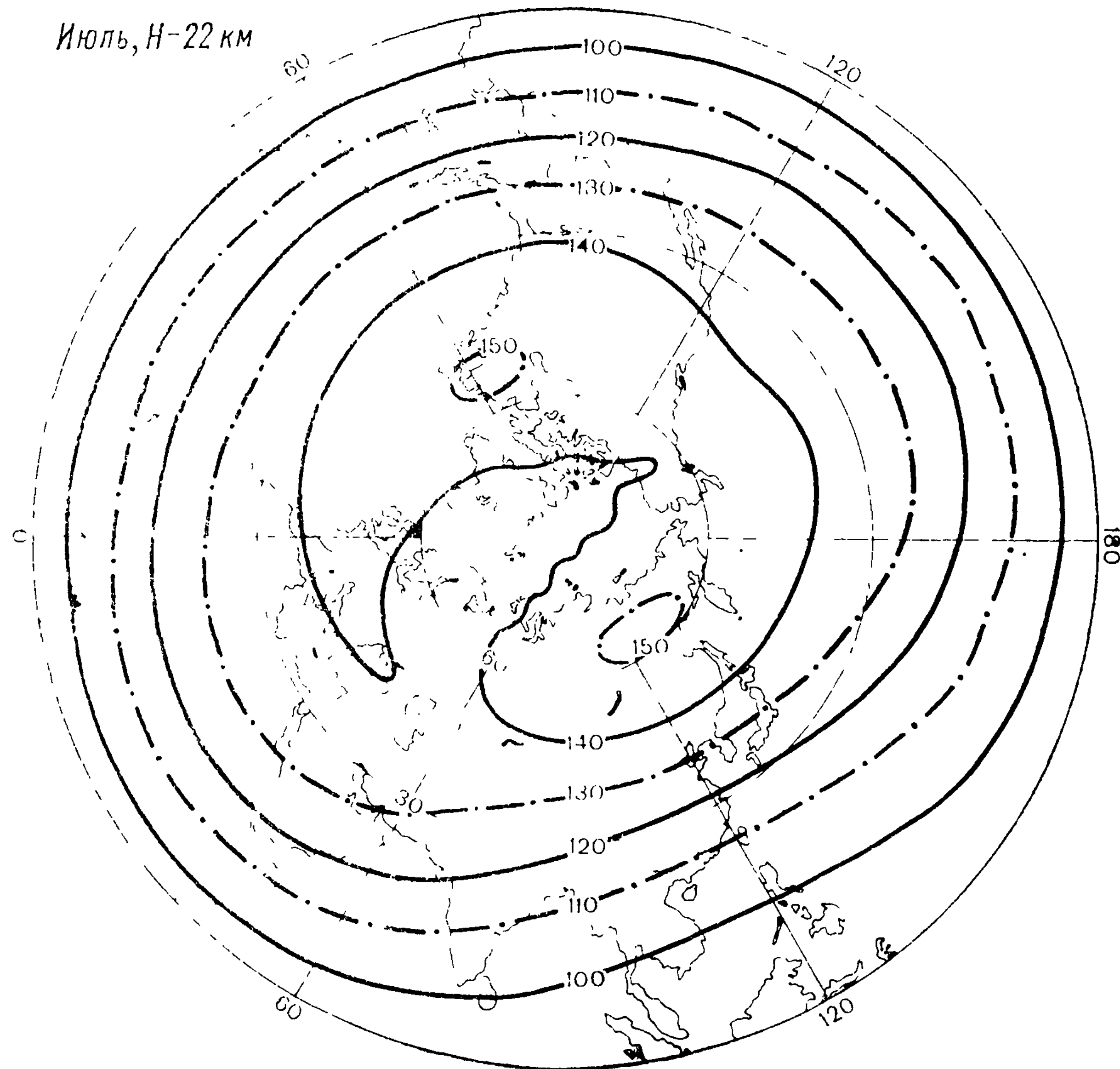
Рис. 16.3.3. Среднемесячные карты парциального давления озона для северного полушария для различных высот H.

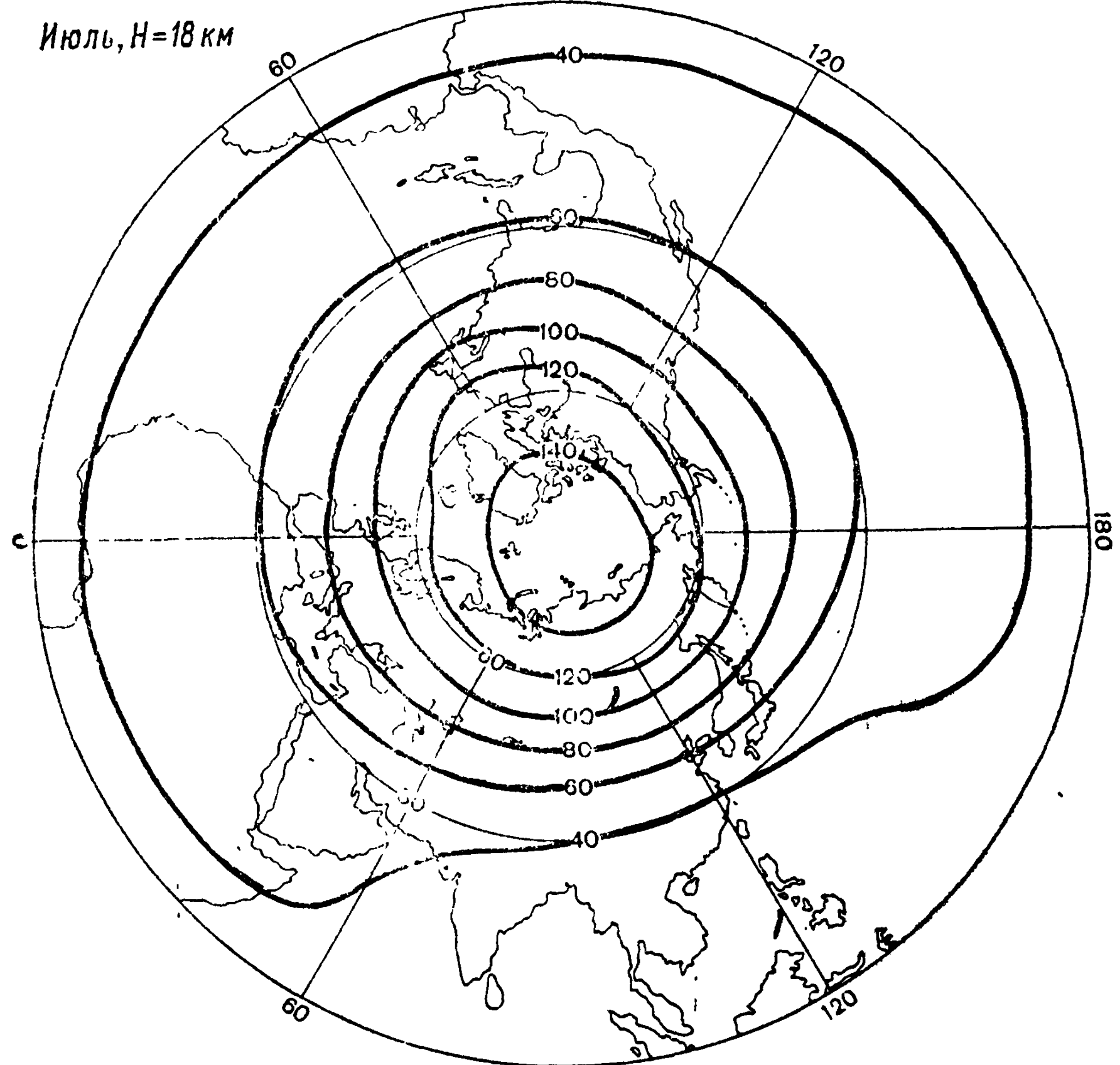
45 Заказ № 46











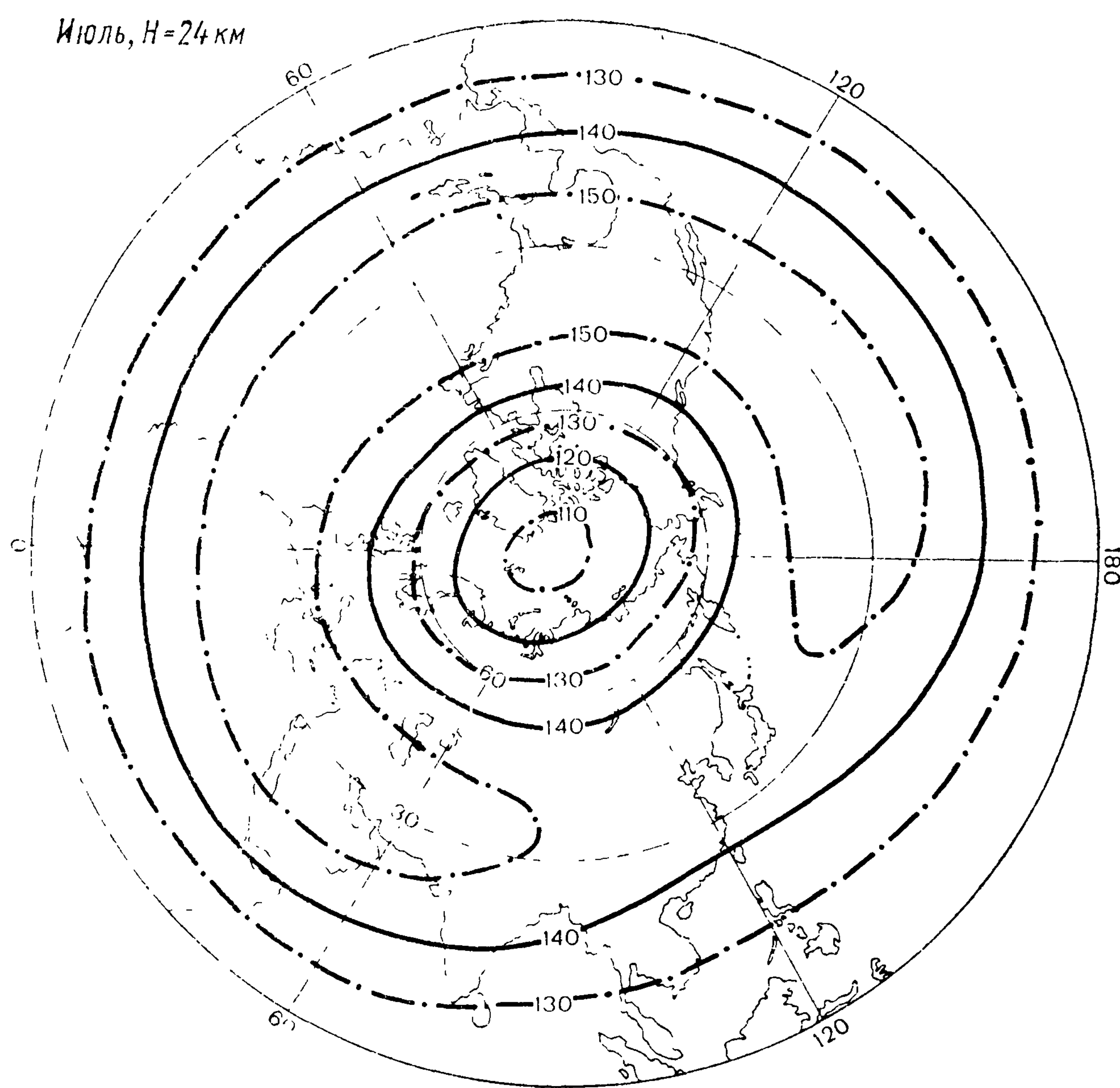
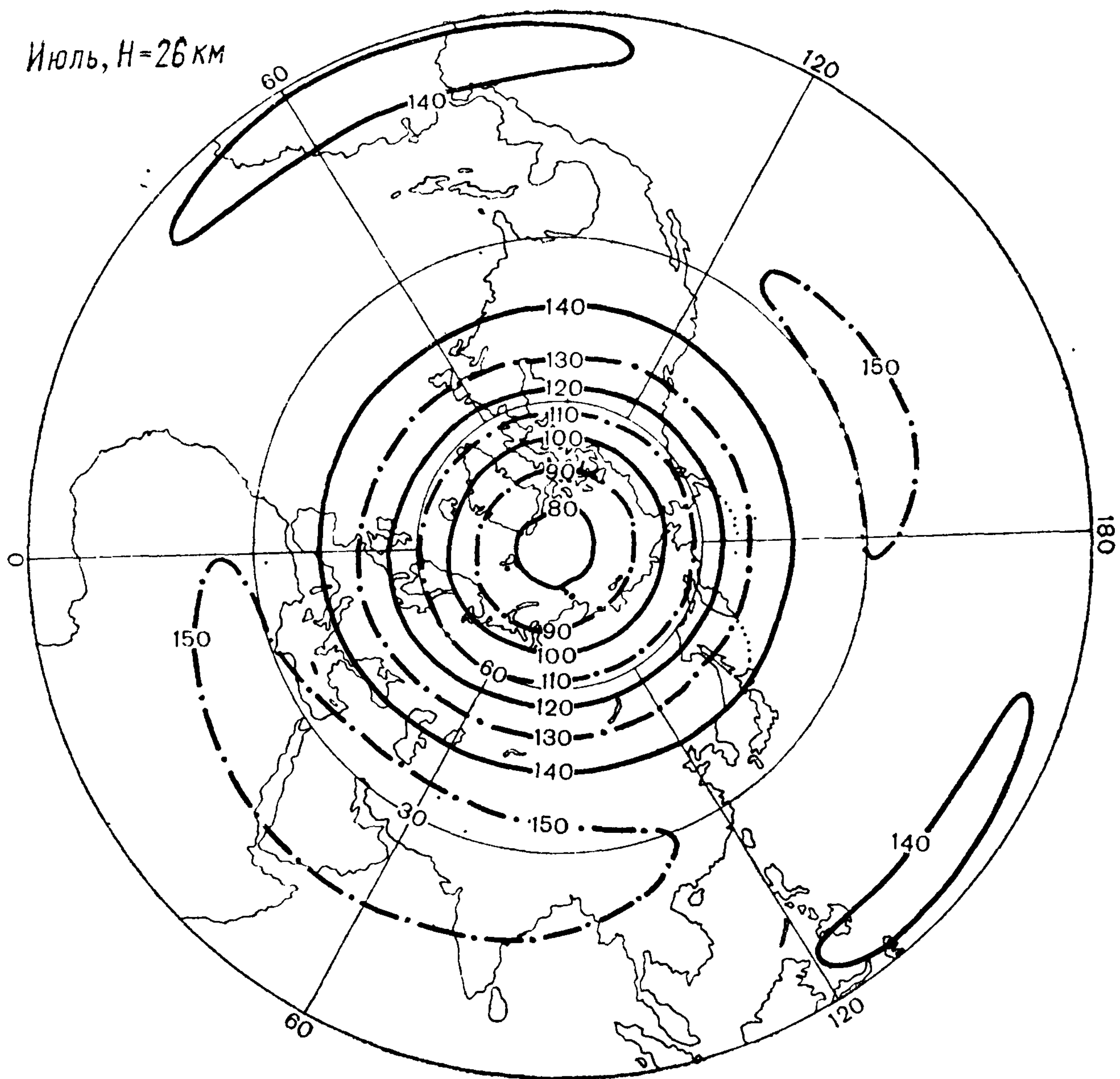
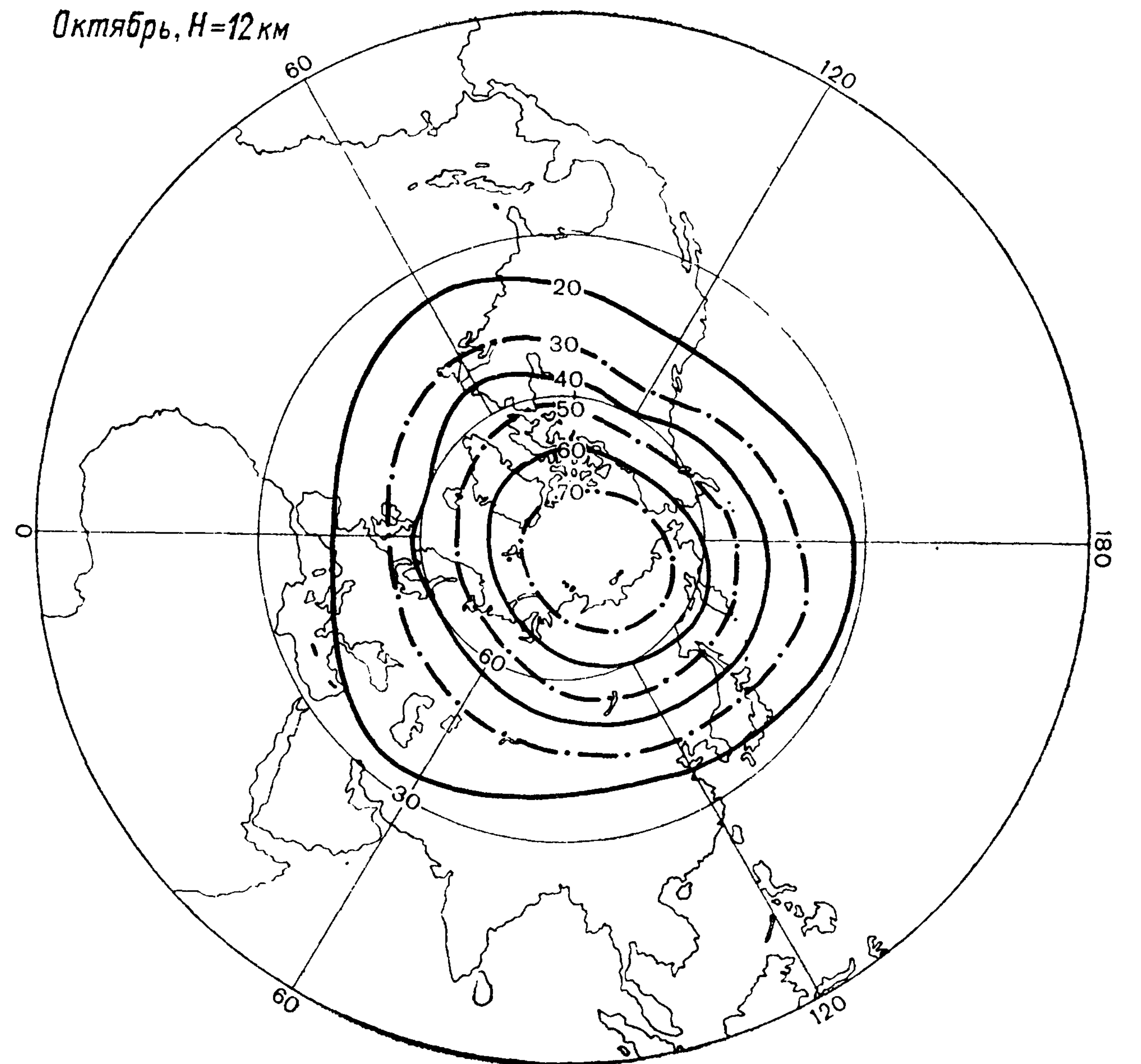
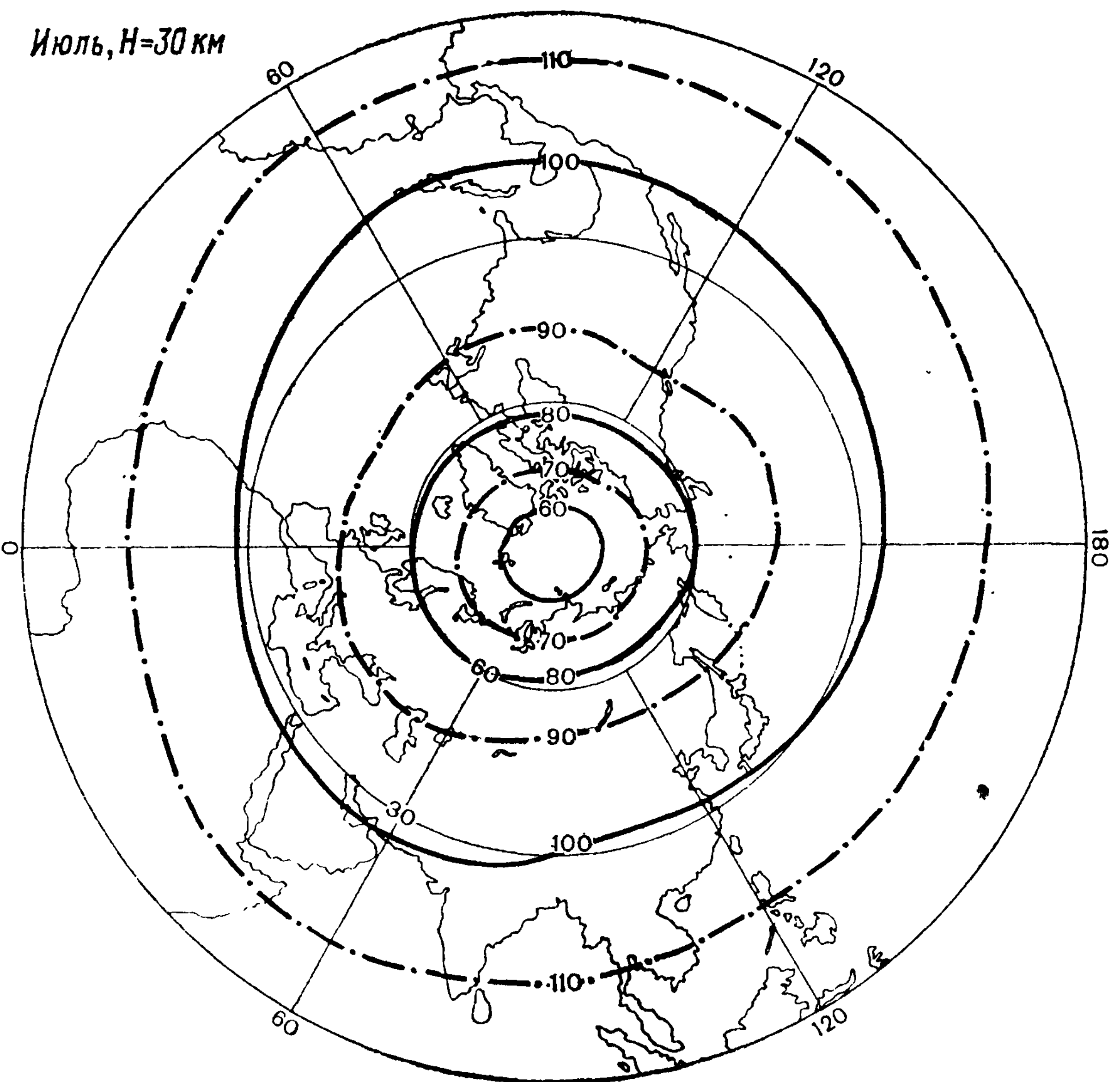
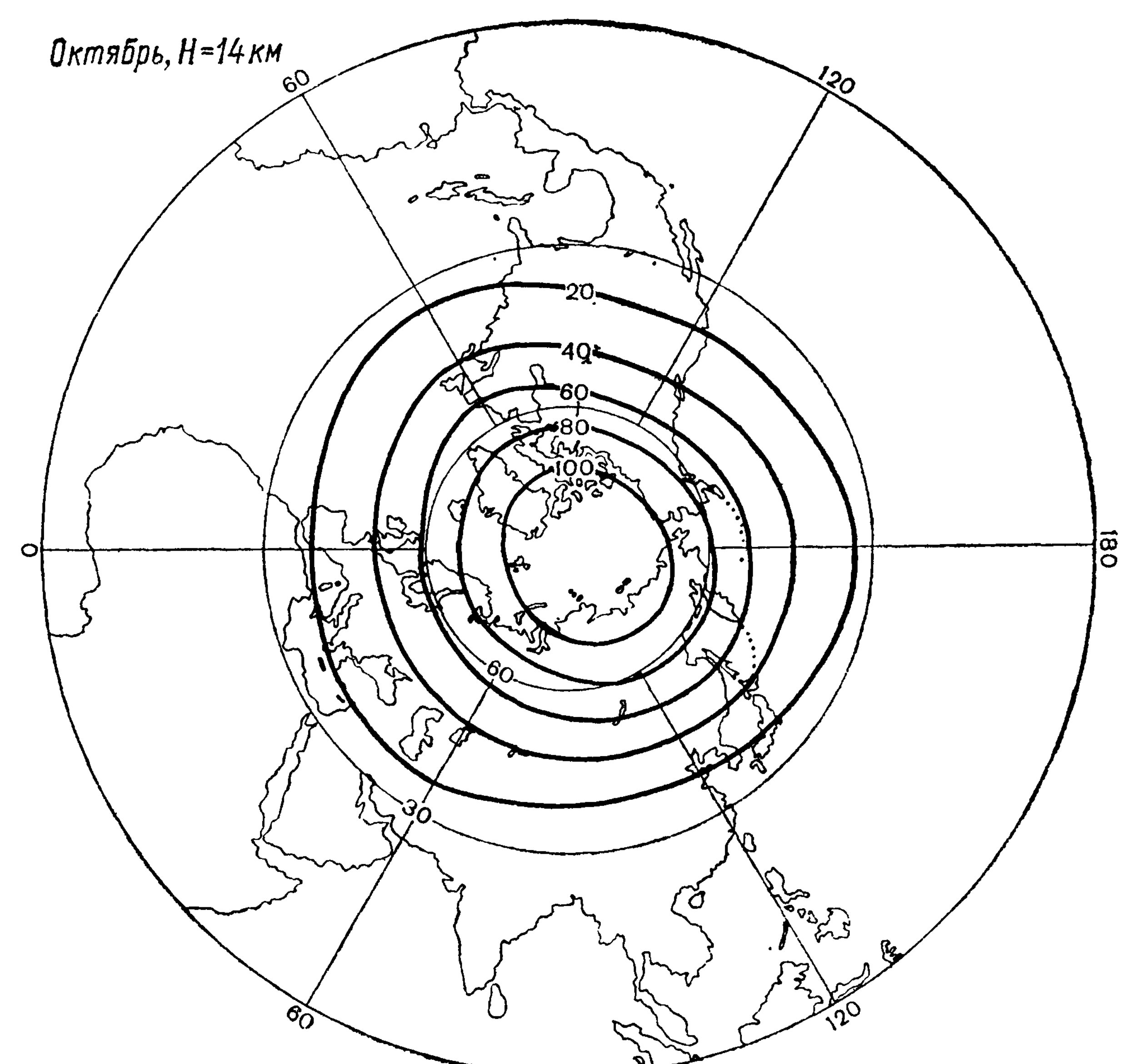


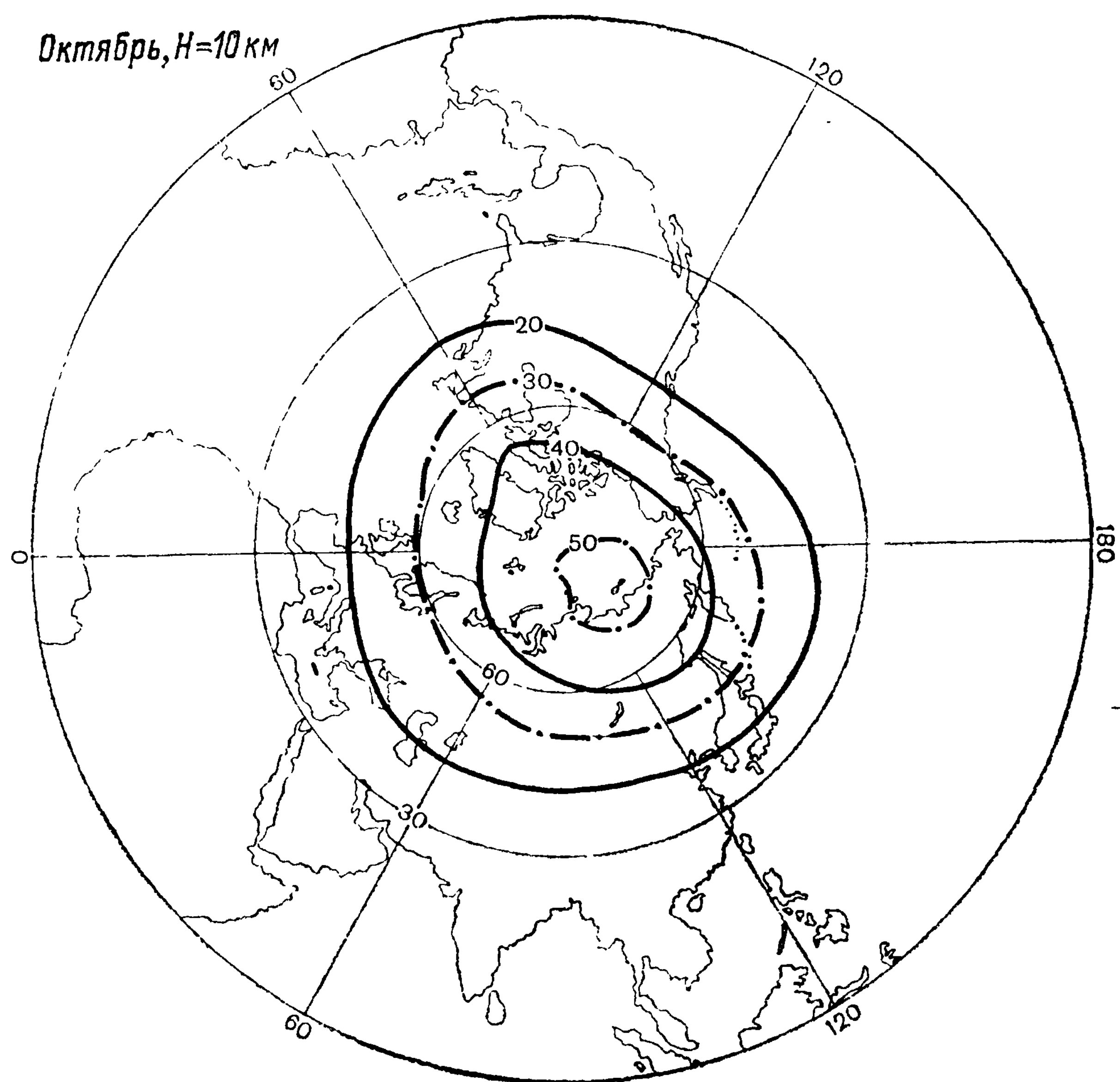
Рис. 16.3.3. Среднемесячные карты парциального давления озона для северного полушария для различных высот *H*.











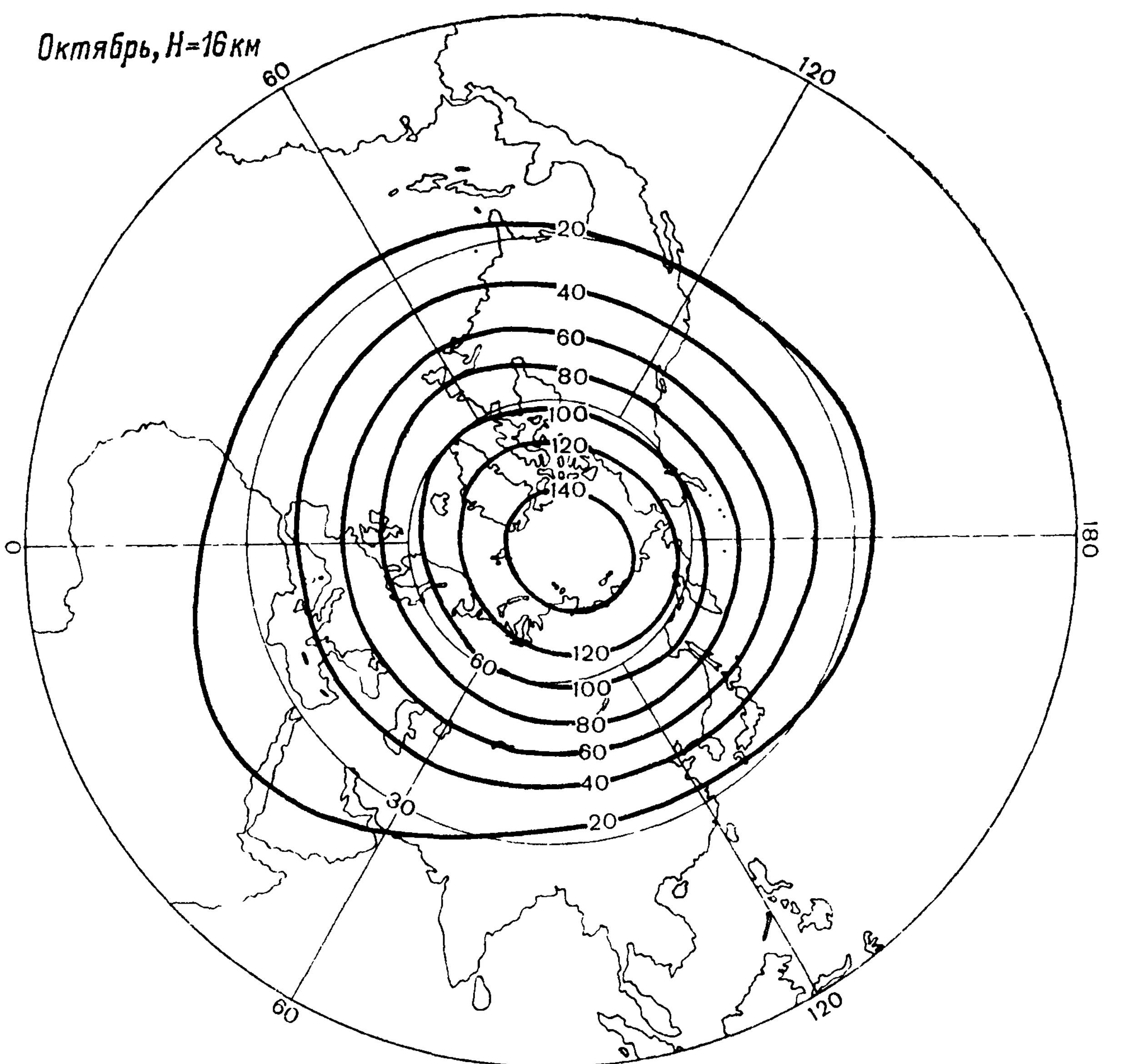
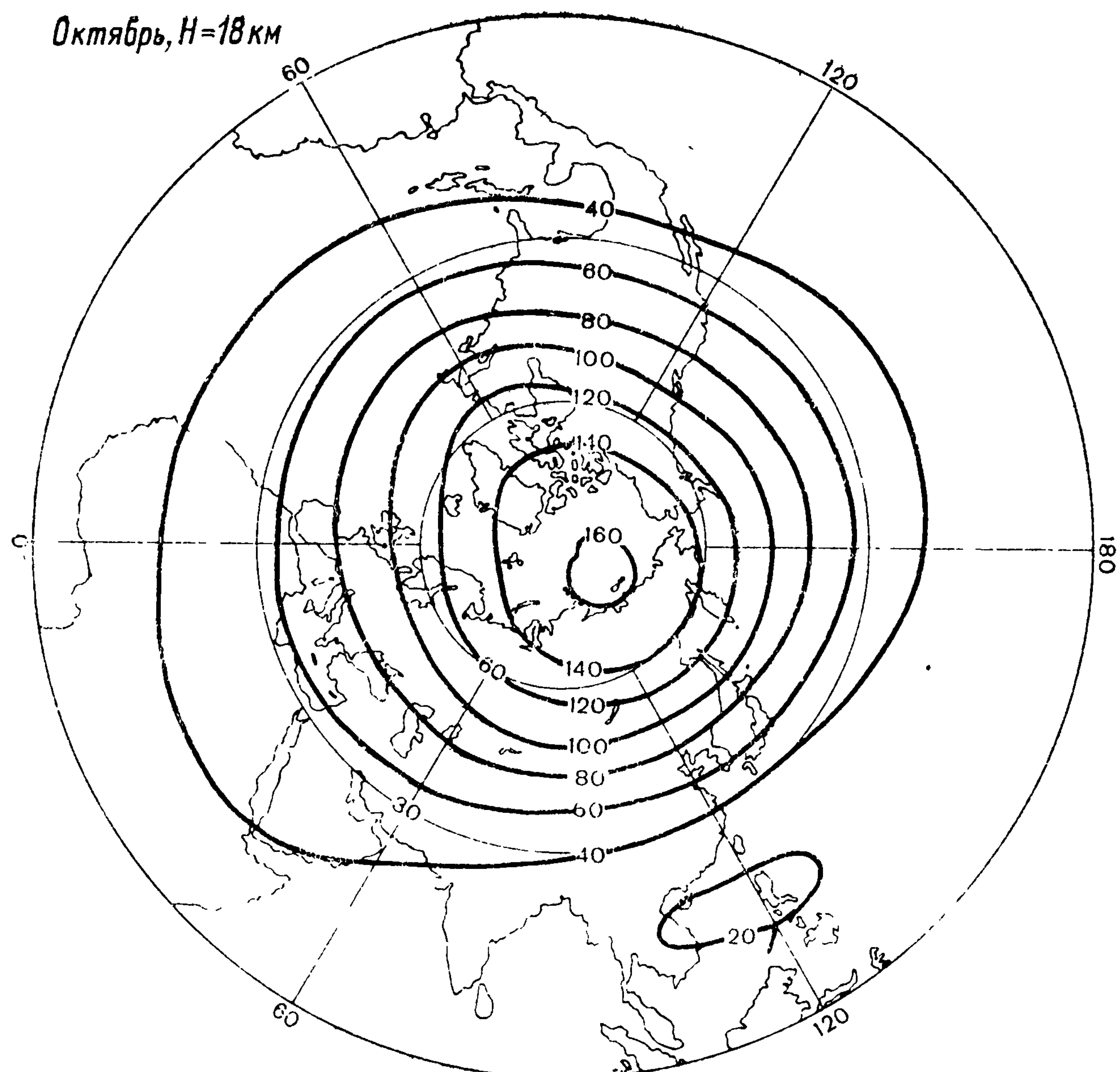
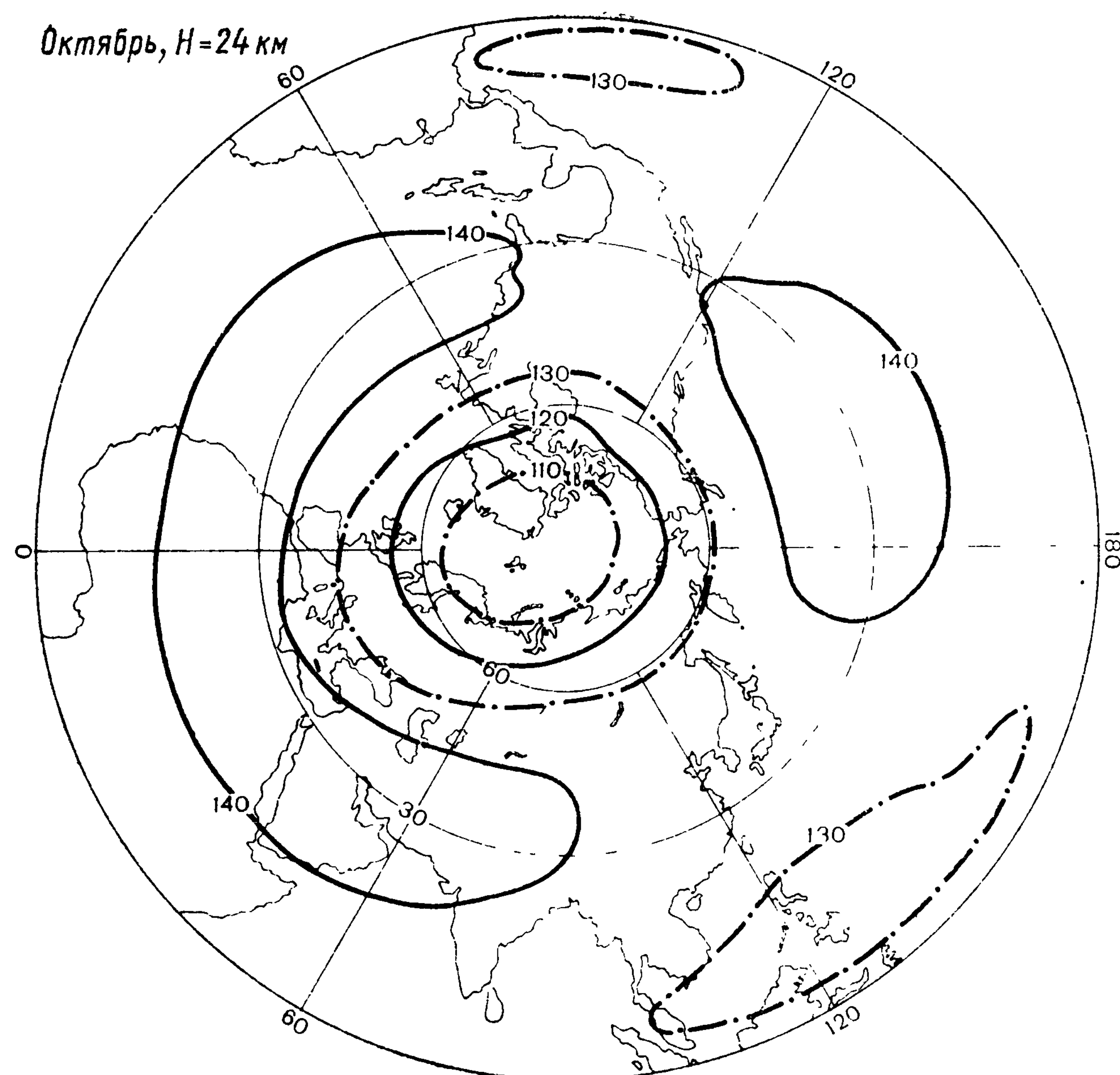
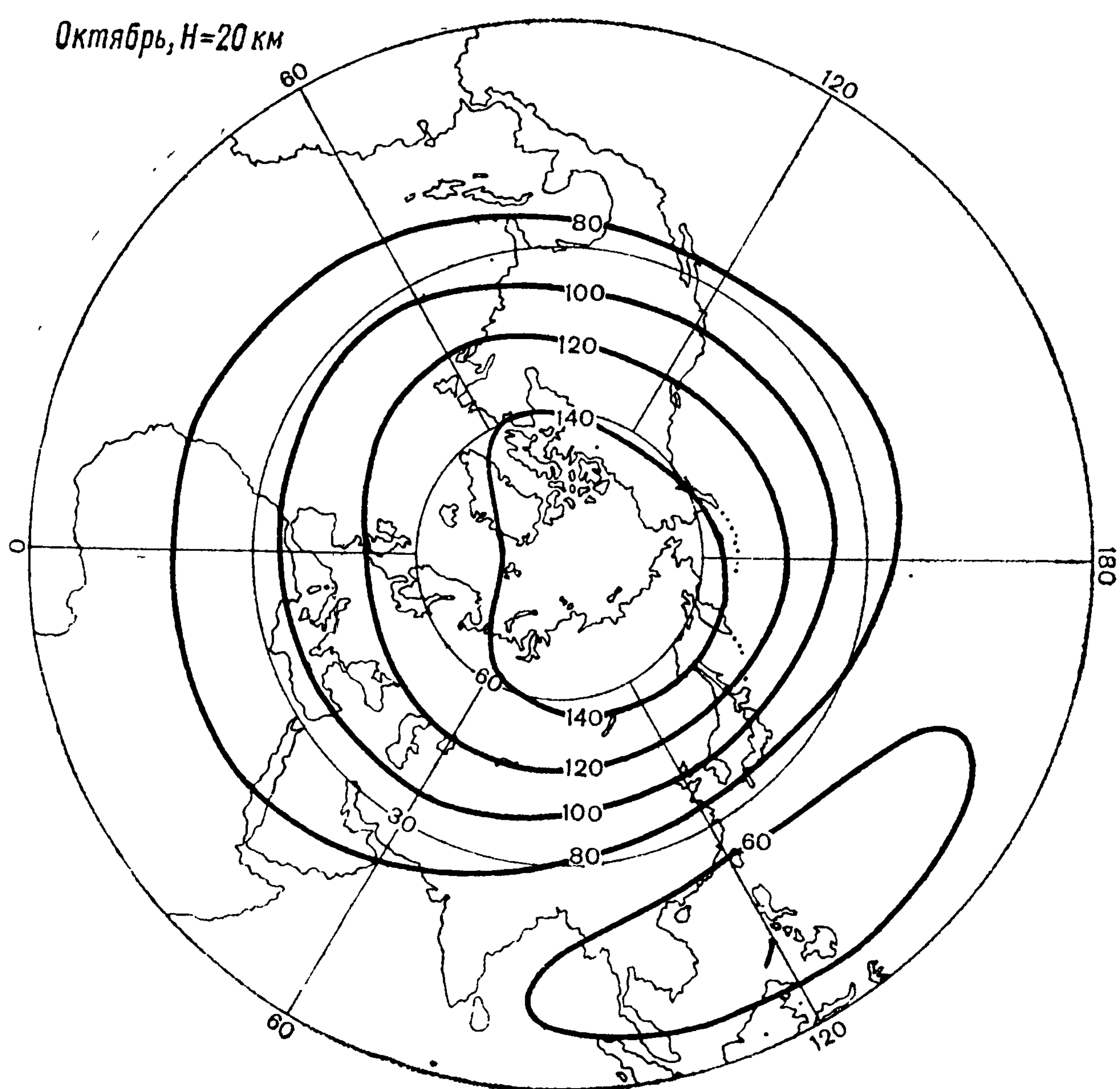
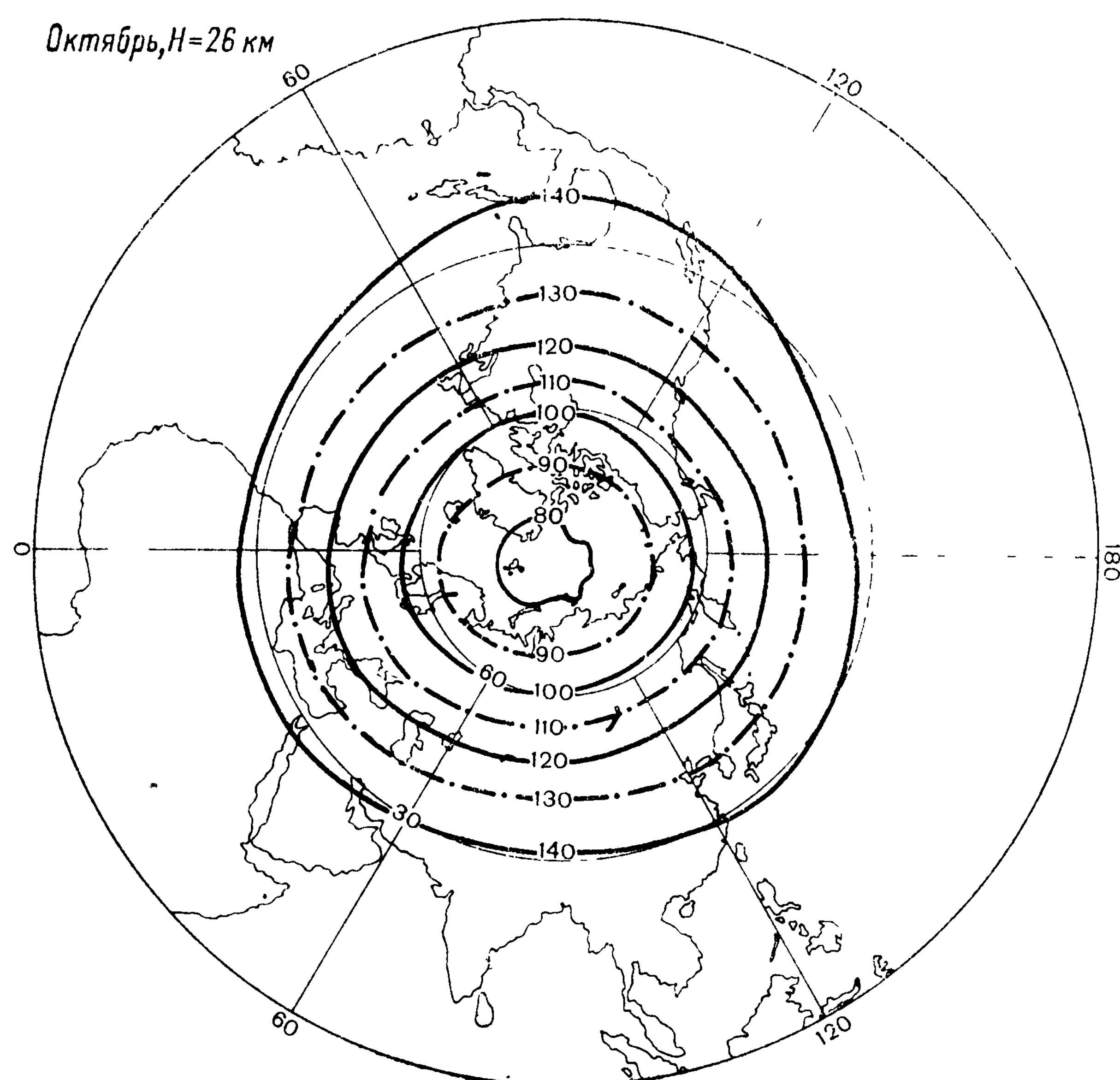


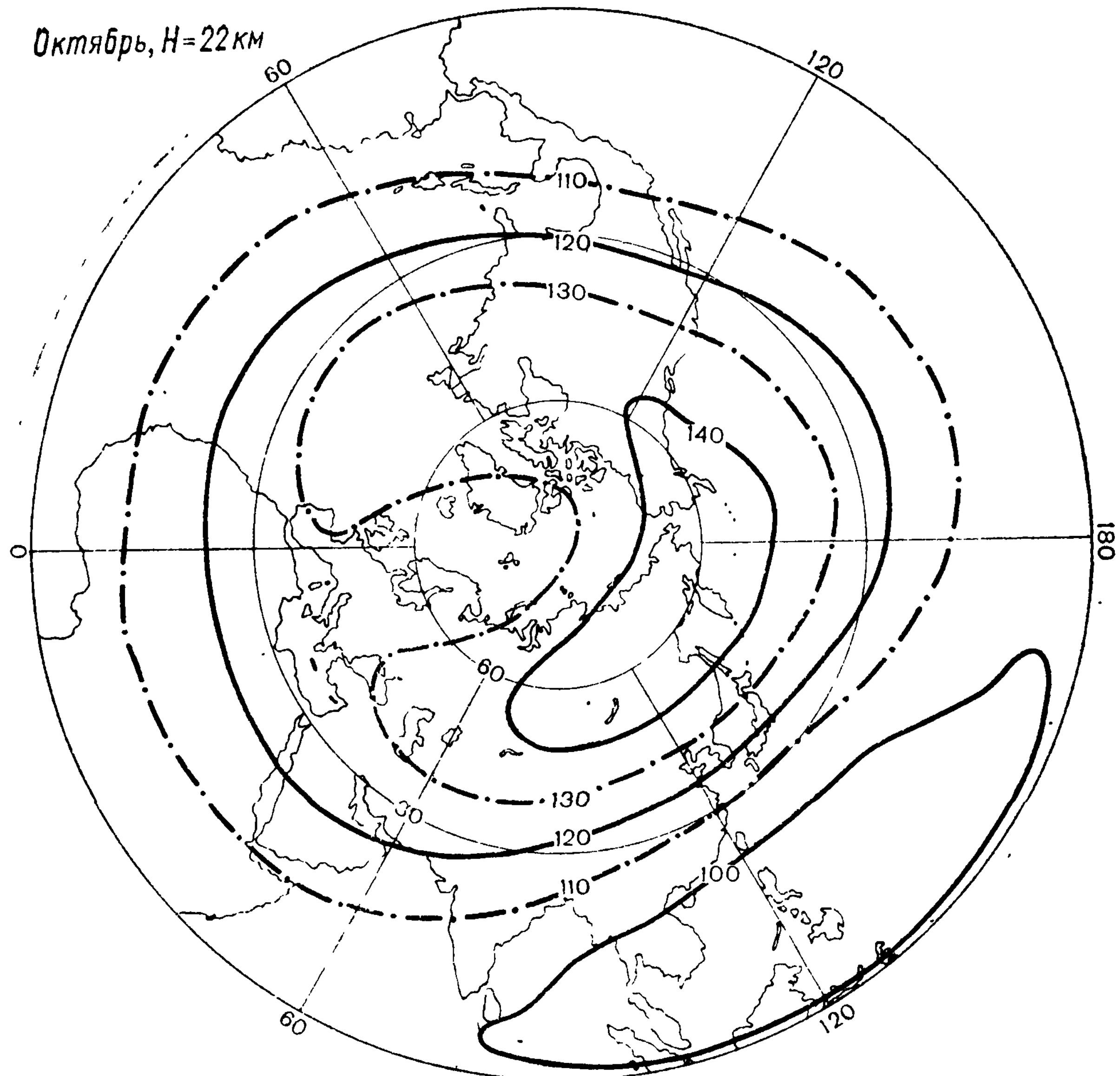
Рис. 16.3.3. Среднемесячные карты парциального давления озона для северного полушария для различных высот H.











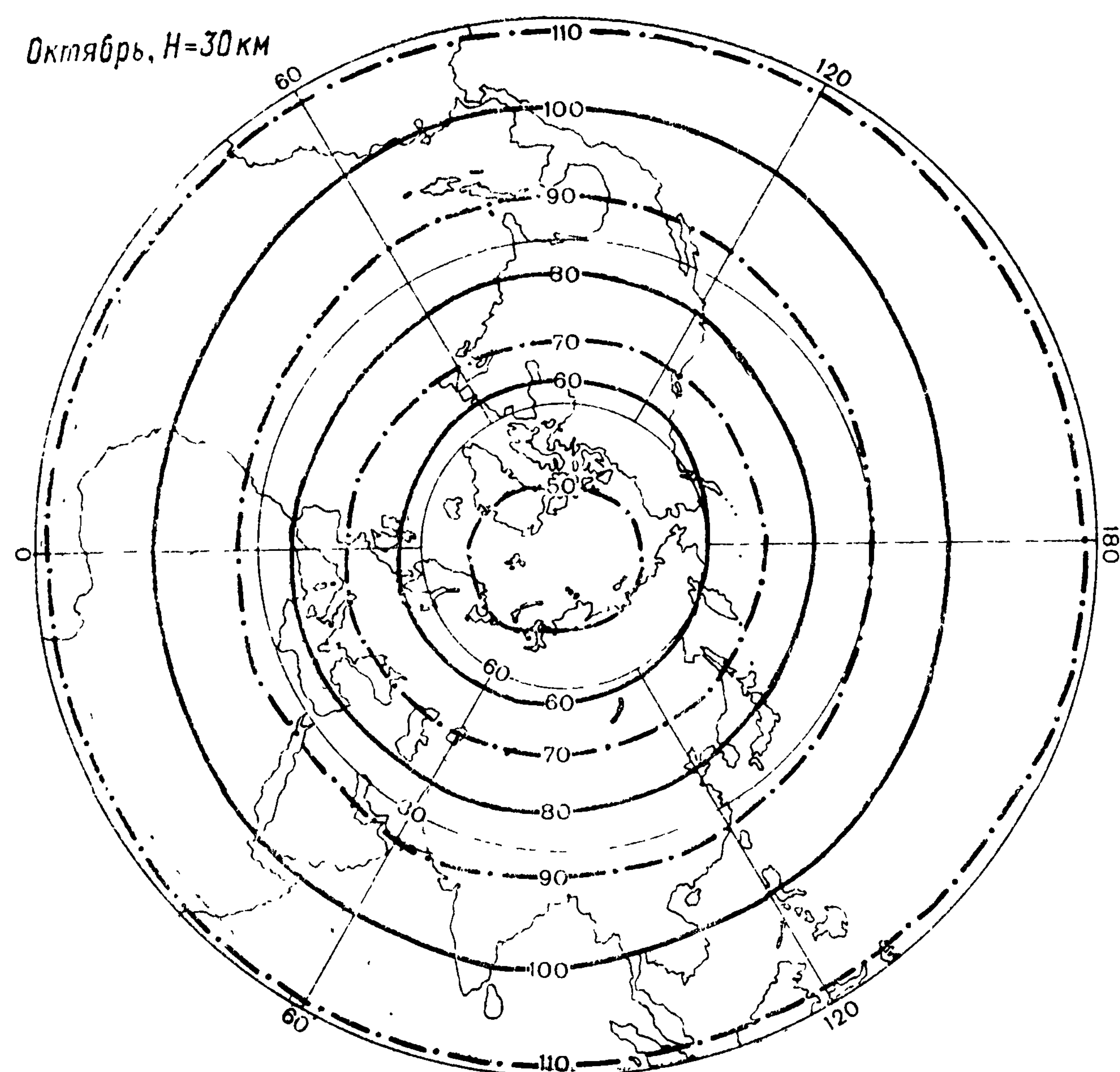


Рис. 16.3.3. Среднемесячные карты парциального давления озона для северного полушария для различных высот *H*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекорюков В. И. Сезонный ход общего содержания озона в стратосферном циркумполярном вихре. — В кн.: Современное состояние исследований озоносферы в СССР. М.: Гидрометеоиздат, 1980, с .212—218.
2. Бекорюков В. И. Некоторые периодичности общего содержания и плотности озона. — Метеорология и гидрология, 1985, № 2, с. 59—68.
3. Бекорюков В. И., Глазков В. И., Федоров В. В. Эмпирическая модель общего содержания озона. — Метеорология и гидрология, 1986, № 4, с. 53—60.
4. Бекорюков В. И., Захаров Г. Р. Широтно-сезонное распределение парциального давления озона северного полушария. — Труды ЦАО, 1978, вып. 140, с. 100—116.
5. Бекорюков В. И., Федоров В. В. Эмпирическая модель общего содержания озона над южным полушарием. — Метеорология и гидрология, 1987, № 4, с. 47—53.
6. Божков Р. Д. Вычисление вертикального распределения озона по данным о его общем содержании. — Метеорология и гидрология, 1969, № 1, с. 100—108.
7. Кадыгрова Т. В., Фиолетов В. Э. Об оценке статистических характеристик рядов наблюдений общего содержания озона. — Метеорология и гидрология, 1987, № 2, с. 48—53.
8. Маховер З. М. Климатология тропопаузы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 256 с.
9. Петренко Н. А., Хргиан А. Х. Результаты наблюдений общего количества озона на мировой озонометрической сети станций в 1957—1964 гг. — Метеорологические исследования, 1970, № 17.
10. Фиолетов В. Э. О пространственной корреляционной функции поля общего содержания озона. — Метеорология и гидрология, 1987, № 5, с. 61—66.
11. Angell J. K., Korshover J., Planet W. G. Ground based and satellite evidence for a pronounced total ozone minimum in early 1983 and responsible atmospheric layers. — Mon. Wea. Rev., 1985, vol. 113. № 4, p. 641—646.
12. Atmospheric Ozone 1985, GORMP, Report No. 16, 1986, vol. 3, p. 789—792, 981—1032.
13. Ghazi A. Atlas Globalverteilung des Gesamtozonbetrages nach Satellitenmessungen (April 1970 — Mai 1972), Köln, 1980.
14. Heath D. F. et al. Atlas of total ozone (April 1970 — December 1976). NASARef. Publ., 1982, No. 1098.
15. Keating G. M., Young D. F. Proposed ozone reference models for the middle atmosphere. Preprint to Paper at XXV COSPAR. Graz, 1984, 62 p.
16. London J. et al. Atlas of the global distribution of total ozone (July 1957—June 1967). NCAR Tech. Note, 1976. N 113.
17. Ozone data for the world. Canad. Atm. Envir. Service/WMO, 1960—1984.
18. Oltmans S. J., London J. The quasi-biennial oscillation in atmospheric ozone. — J. Geophys. Res., 1982, vol. 87, N 11, p. 8981—8989.
19. Tolson R. H. Spatial and temporal variations to monthly mean total columnar derived from 7 years of BUV data. — J. Geophys. Res., 1981, vol. 86, N C8.
20. Wu M. F. Observation and analysis of trace constituents in the stratosphere. Ann. Rep. Contract DOT-05-20217, Envir. Res. Tech. — Lexinton, Mass., 1973.

ЧАСТЬ IV

Верхняя атмосфера

Часть IV. ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА

Глава 17. Кинетика элементарных процессов в верхней атмосфере
Глава 18. Тепловой баланс
Глава 19. Состав, плотность, динамика
Глава 20. Заряженные компоненты
Глава 21. Свечение верхней атмосферы и возбуждение частиц
Глава 22. Модели верхней атмосферы

ВВЕДЕНИЕ

Основное отличие верхней атмосферы от приземной заключается в том, что ее поведение прежде всего определяется прямым воздействием солнечного коротковолнового излучения, которое практически полностью поглощается этой

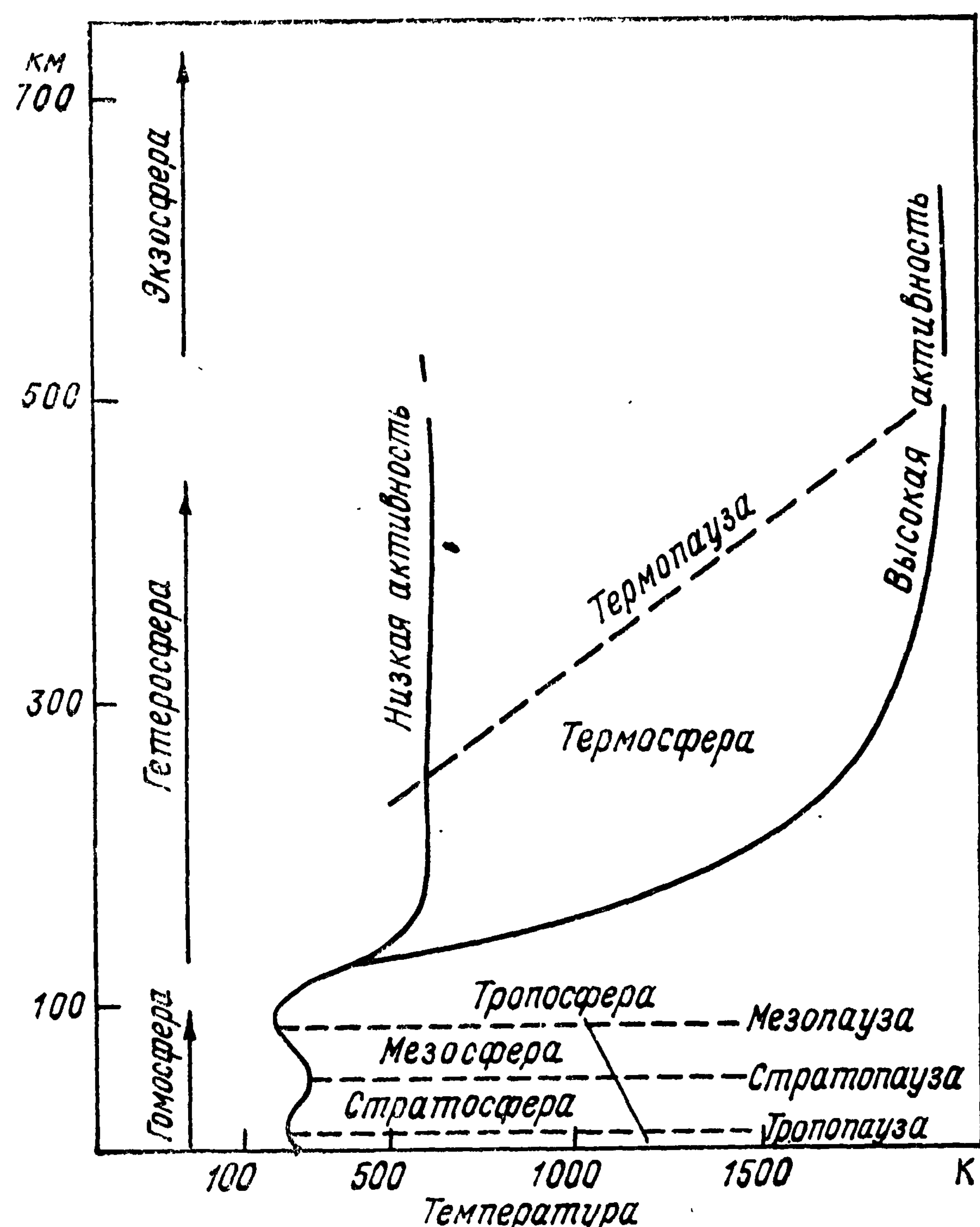


Рис. В.1. Вертикальное распределение температуры в гомосфере и гетеросфере.

средой. Наука, которая изучает поведение верхней атмосферы планеты, называется аэрономией [1]. Предметом аэрономии является изучение состава, динамики и теплового баланса верхней атмосферы. Эта наука возникла около тридцати лет назад в связи с бурным развитием спутниковых и ракетных методов изучения верхней атмосферы. Обычно за нижнюю границу верхней атмосферы принимается уровень 50—60 км, соответствующий положению стратопаузы, которая связана с максимумом температуры, составляющим примерно 270 К. Температурная стратификация атмосферы приведена на рис. В. 1. Выше стратопаузы располагается мезосфера, которая характеризуется понижением температуры, достигающей в мезопаузе, на высоте 85 ± 5 км, минимальных значений (160—190 К). Выше мезопаузы расположена термосфера — область повышения температуры и постепенного выхода ее на постоянное, не зависящее от высоты значение, соответствующее термопаузе.

Вплоть до уровня мезопаузы в верхней атмосфере доминируют процессы турбулентного перемешивания, которые обеспечивают постоянство средней молекулярной массы воздуха, поэтому эти области принято называть гомосферой.

Выше уровня мезопаузы, в термосфере, особую роль приобретает молекулярная диффузия газов, приводящая к их диффузионному разделению в поле силы тяжести и как следствие этого к значительному изменению средней молекулярной массы с высотой, в связи с чем эту область называют еще гетеросферой.

В самой внешней, крайне разреженной части верхней атмосферы становится возможным убегание из атмосферы легких газов — водорода и гелия, отдельные атомы которых имеют для этого достаточные скорости в соответствии с распределением Максвелла. Эта область называется экзосферой.

В последнее время получило распространение понятие «средняя атмосфера», которое используется и в данной справочной монографии. Этим термином обозначается область, включающая стратосферу и мезосферу. Появление этого термина связано с повышенным интересом к изучению связей и взаимодействия приземной и верхней атмосферы, поскольку, с одной стороны, именно в средней атмосфере уже очень сильно влияние прямого солнечного ультрафиолетового излучения, особенно в мезосфере; с другой стороны, сюда могут проникать различные возмущения, возникающие в приземной атмосфере.

Поскольку в настоящем издании средней атмосфере посвящены специальные главы, то в этой части будет рассматриваться верхняя атмосфера в основном в области высот более 100 км, т. е. термосфера. Однако наличие сильной взаимосвязи процессов в термосфере и мезосфере потребует в ряде случаев нарушения этой условной границы разделения.

Термосфера, несомненно, является наиболее изменчивой областью верхней атмосферы, непосредственно откликающейся прежде всего на изменения интенсивности солнечного излучения. Значительное влияние на состояние термосферы оказывает и диссипация электромагнитной энергии в высоких широтах, связанная с воздействием солнечного ветра на магнитосферу Земли. Положительный градиент температуры, присущий термосфере, обусловлен прежде всего прямым поглощением солнечного ультрафиолетового излучения. Как видно из рис. В.1 этот градиент и, следовательно, соответствующая ему температура, называемая экзосферной, сильно меняются в зависимости от уровня солнечной активности. Таких драматических изменений параметров не знает никакая другая область верхней и тем более приземной атмосферы. Однако не следует забывать, что термосфера одновременно является наиболее разреженной частью верхней атмосферы и энергетика процессов здесь весьма низка.

В табл. В.1 приведены значения плотности газа на разных высотах в термосфере и для сравнения плотность при-

Таблица В.1

Высота, км	0	100	150	400	700
Плотность, г/см^3	10^{-3}	10^{-9}	10^{-12}	10^{-14}	10^{-18}

земной атмосферы. Из этой таблицы видно, что плотность газа в термосфере на много порядков меньше, чем в приземной области, и что уменьшение плотности газа в термосфере происходит гораздо медленнее, чем в приземной или средней атмосфере. Это особенно хорошо видно из рис. В. 2. Резкий перелом в уменьшении плотности (ρ) в термосфере обусловлен сильным повышением температуры. Это обычно объясняется на основе следующих простейших, но очень важных для верхней атмосферы представлений.

В первом приближении плотность атмосферы ρ определяется уравнением гидростатики:

$$\rho g = -\partial p / \partial z, \tag{В.1}$$

где p — атмосферное давление, g — ускорение свободного падения, z — высота. Для идеального газа справедливо уравнение состояния

$$p = nkT, \tag{В.2}$$

где n — концентрация молекул, k — постоянная Больцмана, (1,3803·10^9 Дж/К), T — температура.

С учетом уравнения (В.2) и того, что $\rho = n\bar{m}$ ($\bar{m}$ — средняя молекулярная масса), уравнение гидростатики можно представить в виде

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} - \frac{d\bar{m}}{\bar{m}} = -\frac{dz}{\bar{H}}, \tag{В.3}$$

где $\overline{H} = kT/\overline{m}g$ — шкала высот, являющаяся одной из основных характеристик верхней атмосферы.

Из уравнения (В.3) нетрудно получить, что

$$n = n_0 (T_0/T) \exp\left[-\int_{z_0}^{\infty} \frac{dz}{\overline{H}}\right], \qquad (B.4)$$

где n_0 — концентрация на нижней границе. Это соотношение, называемое барометрической формулой, показывает, что шкала высот — это тот параметр, который характеризует падение концентрации в e раз при постоянных температуре, ускорении свободного падения и средней молекулярной массе.

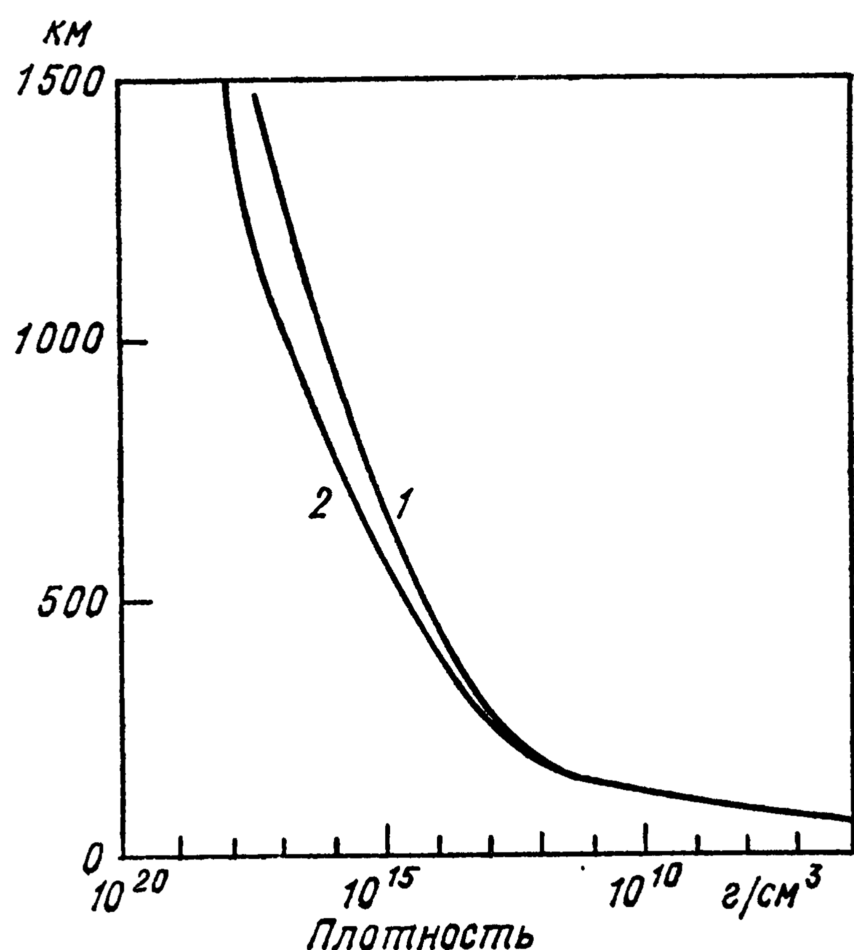


Рис. В.2. Средняя плотность атмосферы при высокой солнечной активности.
1 — день, 2 — ночь.

Барометрическая формула наглядно показывает, почему в термосфере, где температура, а следовательно, и шкала высот в несколько раз больше, падение концентрации и соответственно плотности происходит на гораздо большем характерном масштабе. Этот масштаб дополнительно увеличивается в термосфере за счет уменьшения средней молекулярной массы.

Следует иметь в виду, что ускорение свободного падения меняется с изменением высоты:

$$g = g_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 - \frac{g_0}{[1 + (z - z_0)/r_0]^2}, \qquad (B.5)$$

где q_0 — ускорение свободного падения на геоцентрическом расстоянии r_0.

Как видно из формулы (В.5), изменение g с высотой не очень велико и ему соответствует небольшое изменение шкалы высот. Основное изменение шкалы высот связано с изменением температуры. Для описания изменения температуры с высотой в термосфере часто используется эмпирическая формула Бейтса [2]

$$T(z) = T_\infty + (T_0 - T_\infty) e^{sz}, \qquad (B.6)$$

где T_0 — температура на нижней границе; T_∞ — экзосферная температура; s — параметр, типичное значение которого составляет, например, —0,026 км$^{-1}$. В этом случае интегрирование уравнения (В.4) при условии постоянства g и $\overline{m}$ дает следующее выражение для изменения концентрации с высотой:

$$n = n_0 e^{-z/\overline{H}_\infty} \left\{\frac{T_\infty}{T_0} + \left(1 - \frac{T_\infty}{T_0}\right) e^{sz}\right\}^{1/s\overline{H}_\infty - 1}, \qquad (B.7)$$

где $\overline{H}_\infty = kT_\infty/\overline{m}g$.

Формулы (В.6) и (В.7) широко используются при построении эмпирических моделей термосферы.

На рис. В.3 представлен пример высотного распределения основных составляющих верхней атмосферы, рассчитанных на основе эмпирической модели MSIS-83 [3]. Здесь же приведены значения шкалы высот $\overline{H}$ на разных уровнях. Основная особенность поведения термосферы заключается в переходе с ростом высоты ко все более легким компонентам и увеличении шкалы высот.

Поскольку составляющие верхней атмосферы могут ионизоваться под действием коротковолнового солнечного ультрафиолетового излучения, то говорят об ионосфере, если интересуются поведением именно заряженных частиц электронов и ионов в верхней атмосфере. На рис. В.4 представ-

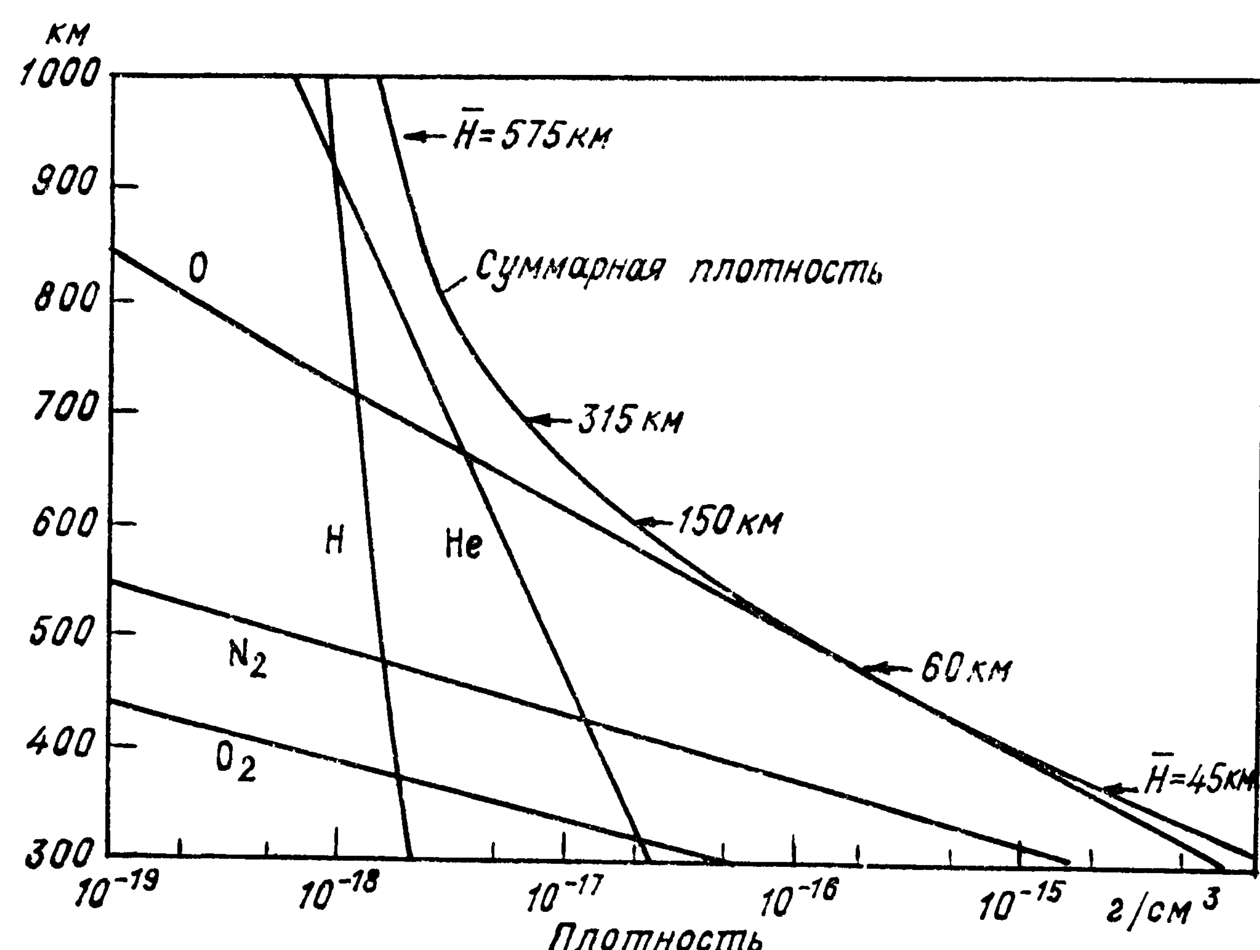


Рис. В.3. Высотные распределения основных составляющих верхней атмосферы, согласно [3].

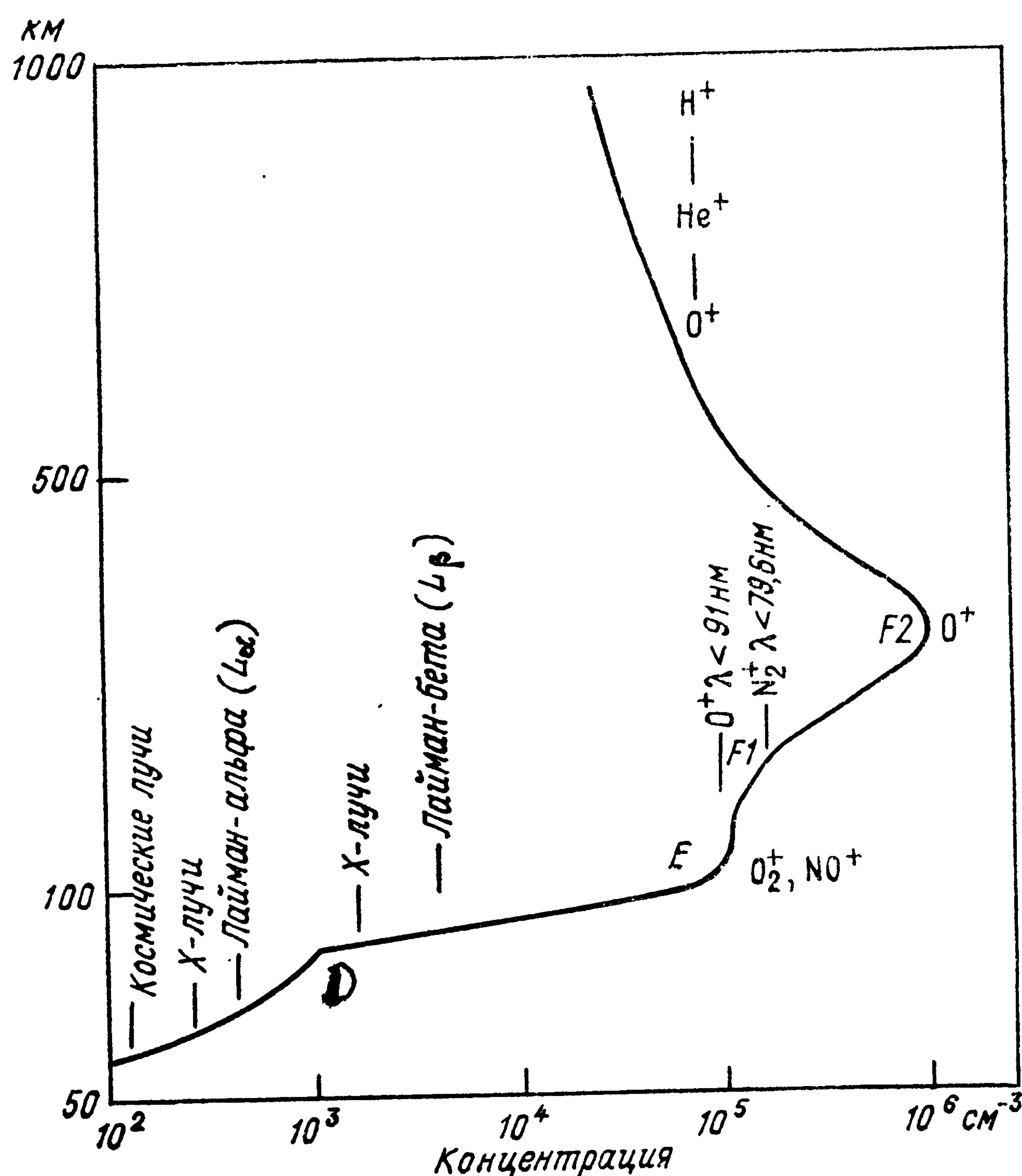


Рис. В.4. Среднее дневное распределение концентрации электронов с указанием основных ионов в разных областях ионосферы.

лен пример высотного распределения концентрации электронов. На этом распределении имеется основной максимум, соответствующий области $F2$, и два подмаксимума, соответствующих областям E и D. Переход от области $F2$ к области E происходит через область $F1$.

В дневное время главный ионосферный максимум располагается преимущественно на высотах 220—250 км, и концентрация заряженных частиц в максимуме составляет около 10^6 см$^{-3}$. В ночное время максимум поднимается выше 300 км, а концентрация уменьшается до 10^5 см$^{-3}$.

Область $F1$ представляет собой переход от ионосферы, состоящей из атомных ионов, к ионосфере, в которой начинают доминировать ионы O_2^+, NO^+, N_2^+.

Концентрация электронов в области E составляет около 10^5 см$^{-3}$. Наряду с ультрафиолетовым излучением, важную

роль в ионизации области *E* играет рентгеновское излучение Солнца.

Концентрация электронов в самой нижней части ионосферы — области *D* — составляет около 10^3 см$^{-3}$, и отличи-

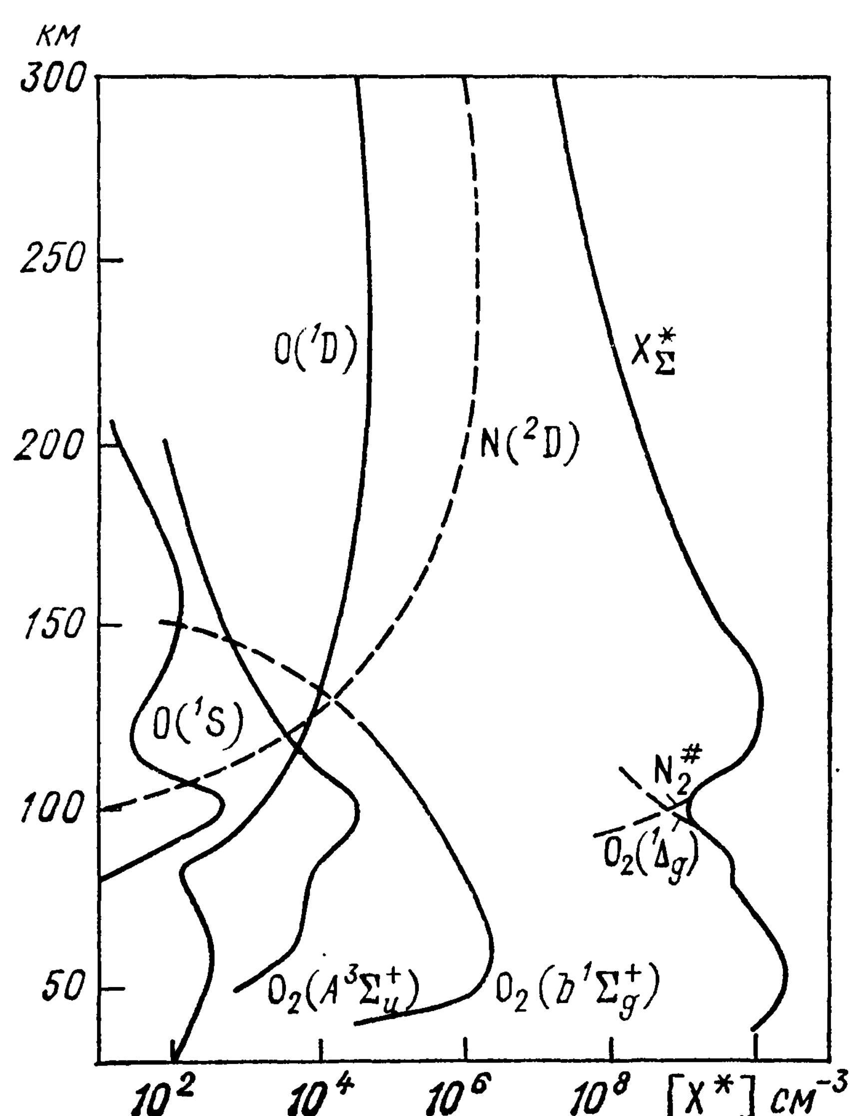


Рис. В.5. Дневная эксайтсфера.

тельной ее чертой является наличие отрицательных ионов и ионных кластеров.

Выше области *F2* располагается внешняя ионосфера, которая характеризуется постепенным переходом от ионов O^+ к ионам H^+ в соответствии с увеличением концентрации водорода в термосфере. Согласно анализу многочисленных спутниковых данных, высота, на которой становятся равными концентрации ионов O^+ и H^+, очень изменчива и может составлять 400 км при низкой солнечной активности в зимний период и более 2000 км при высокой солнечной активности в летнее время. Поведение внешней ионосферы особенно сильно зависит от геомагнитного поля, поскольку она прямо связана с магнитосферой. В целом ионосфера является весьма изменчивым образованием.

Кроме ионизации компонент верхней атмосферы, может происходить их возбуждение. При этом, как правило, в верхней атмосфере образуются очень долго живущие, метастабильные частицы, которые играют важную роль в формировании этой среды. Аналогично ионосфере в этом случае говорят об эксайтсфере *.

На рис. В.5 приведен пример распределения основных возбужденных, метастабильных частиц в верхней атмосфере [4]. В нижней части эксайтсферы доминируют в основном электронно возбужденные частицы, в верхней части, выше 100—120 км,— колебательно возбужденные молекулы. Неравновесность верхней атмосферы обусловлена прежде всего наличием в ней возбужденных метастабильных частиц.

Такова самая общая характеристика верхней атмосферы. Развернутые справочные данные о процессах, формирующих эту среду, об особенностях ее поведения и моделях, описывающих состояние верхней атмосферы, приведены в последующих главах этой части.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Banks P. M., G. Kockarts. Aeronomy. — Academic Press, New York and London, 1973.
2. Bates D. R. Proc. Roy Soc., 1959, v. 2534, p. 451.
3. Hedin A. E. J. Geoph. Res., 1983, v. 88.
4. Vlasov M. N. J. Atm. Terr. Phys., 1976, v. 38, p. 807.

* От английского слова excite — возбуждать.

Глава 17. КИНЕТИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Верхняя атмосфера представляет собой многокомпонентную частично ионизованную газовую среду, в которой под действием солнечного коротковолнового излучения, а также высыпающихся энергичных частиц возникают элементарные процессы и химические реакции различных типов. Исторически аэрономия как наука начиналась именно с изучения и построения системы фотохимических процессов, которые играют очень важную роль в формировании верхней атмосферы.

17.1. ФОТОДИССОЦИАЦИЯ И ФОТОИОНИЗАЦИЯ

Поглощение солнечного коротковолнового излучения является основным процессом, определяющим существование

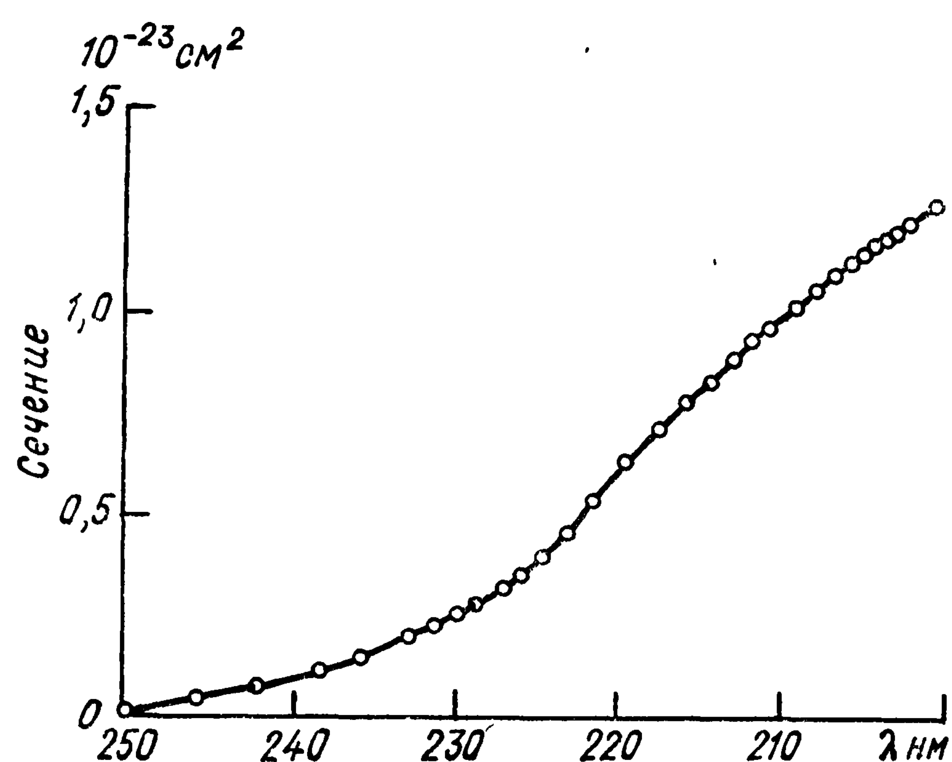
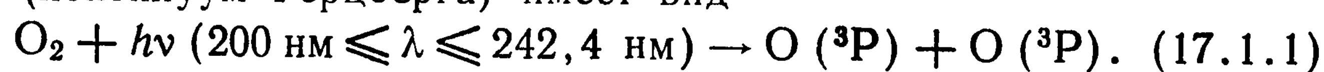


Рис. 17.1.1. Сечение фотодиссоциации O_2 в континууме Герцберга.

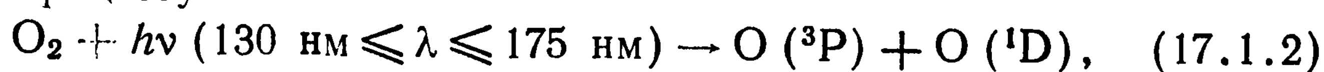
верхней атмосферы. В результате этого поглощения происходит ионизация основных составляющих верхней атмосферы (O, O_2 и N_2) и их диссоциация. Из процессов диссоциации наиболее важной является диссоциация молекулярного кислорода, которая обеспечивает образование одной из важнейших и химически активных компонент верхней атмосферы — атомного кислорода. Энергия диссоциации молекулы O_2 составляет 5,11 эВ и соответствует длине волны $\lambda = 242{,}4$ нм. Процесс диссоциации для излучения 200 нм $\leqslant \lambda \leqslant$ 242,4 нм (континуум Герцберга) имеет вид



$$O_2 + h\nu\,(200\text{ нм} \leqslant \lambda \leqslant 242{,}4\text{ нм}) \rightarrow O\,(^3P) + O\,(^3P). \quad (17.1.1)$$

Соответствующие этому процессу сечения представлены на рис. 17.1.1. Диссоциация более коротковолновым излучением 175,0 нм $\leqslant \lambda \leqslant$ 200,0 нм (полосы Шумана—Рунге) связана с предиссоционными процессами (соответствующие сечения представлены на рис. 17.1.2). Продуктами фотодиссоциации здесь также являются атомы кислорода в основном состоянии, ^3P.

Диссоциация в континууме Шумана—Рунге соответствует процессу



$$O_2 + h\nu\,(130\text{ нм} \leqslant \lambda \leqslant 175\text{ нм}) \rightarrow O\,(^3P) + O\,(^1D), \quad (17.1.2)$$

идущему с образованием метастабильных атомов кислорода. Как видно из рис. 17.1.3, сечения диссоциации в континууме Шумана—Рунге значительно превосходит сечения диссоциации в полосах Шумана—Рунге и континууме Герцберга [4].

Сечения поглощения O_2 в области длин волн менее 130 нм и вплоть до порога ионизации (102,7 нм) имеет изрезанный характер (рис. 17.1.4) и ряд «окон» поглощения, из которых наиболее важным является минимум сечения поглощения в линии Лайман-α ($\lambda = 121{,}6$ нм), одной из наиболее интенсивных линий в ультрафиолетовой части спектра солнечного излучения. Спектр диссоциирующего солнечного излучения представлен в табл. 17.1.1, согласно [5].

Среднее значение вероятности диссоциации в континууме Герцберга составляет $1{,}3 \cdot 10^{-9}$ с$^{-1}$, в полосах Шумана—Рунге — 10^{-7} с$^{-1}$ и в континууме Шумана—Рунге — $1{,}3 \cdot 10^{-5}$ с$^{-1}$. Пример высотного распределения вероятностей диссоциации O_2 в различных областях поглощения приведен

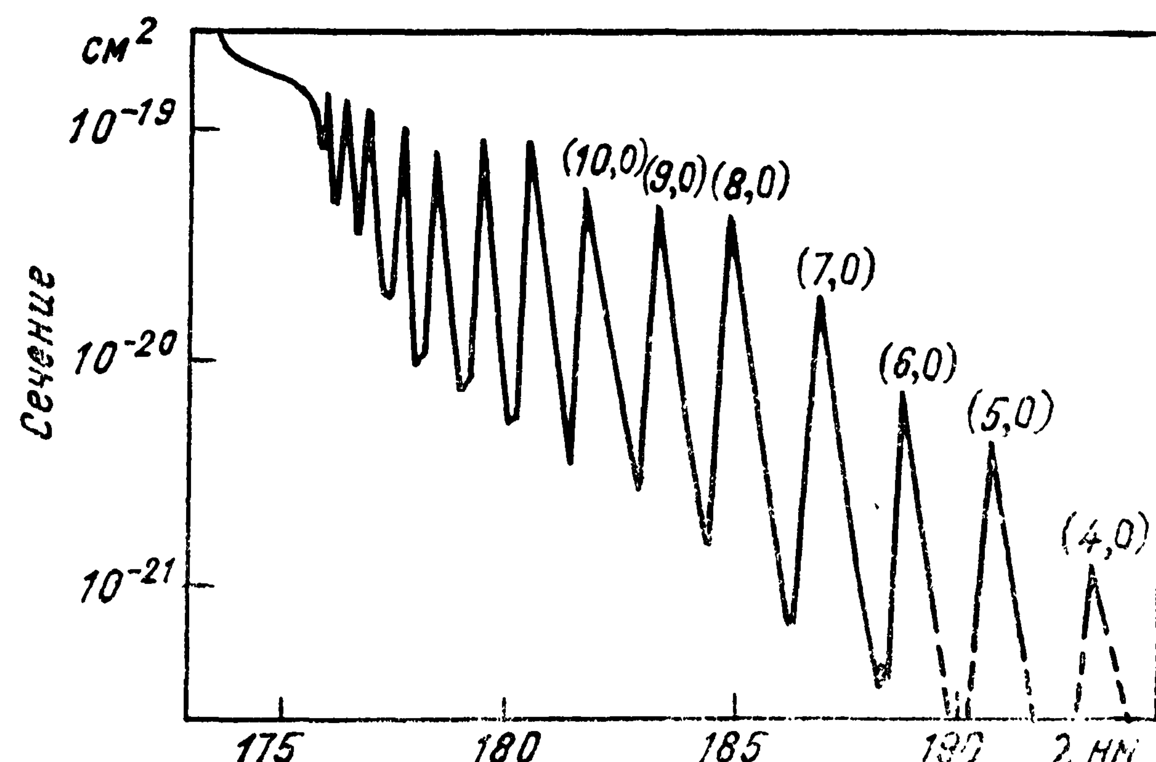


Рис. 17.1.2. Сечение фотодиссоциации O_2 в полосах Шумана—Рунге.

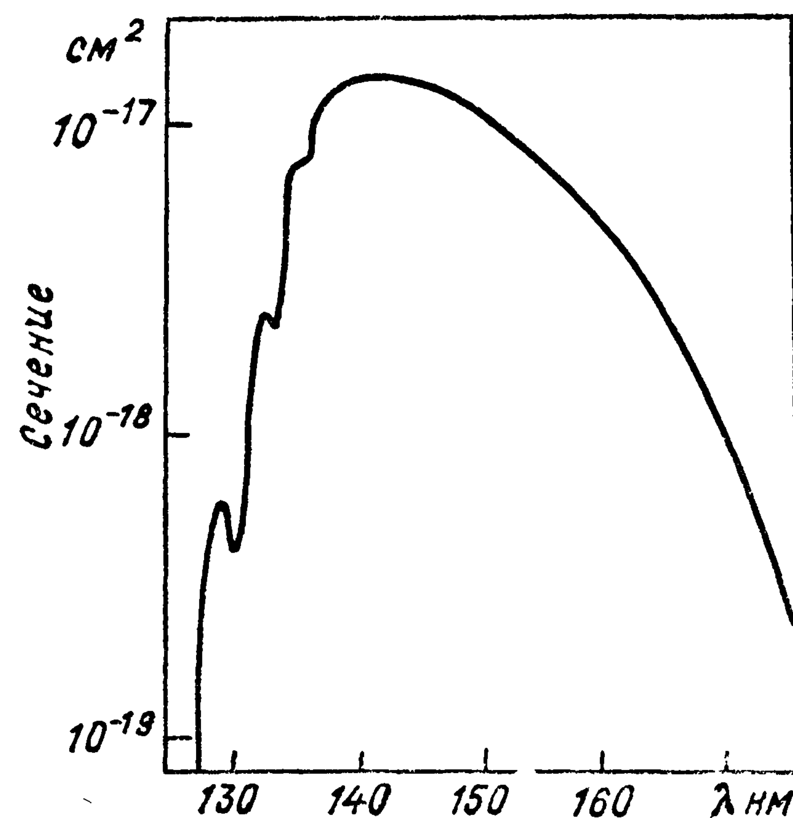


Рис. 17.1.3. Сечение фотодиссоциации O_2 в континууме Шумана—Рунге.

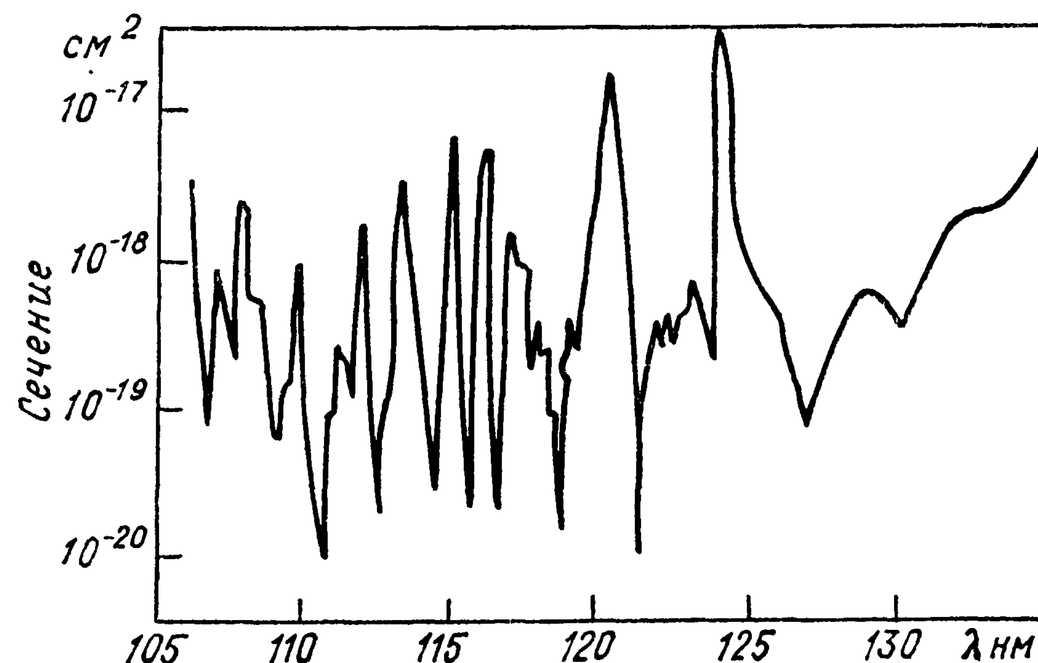


Рис. 17.1.4. Сечение фотодиссоциации O_2 в области $\lambda < 135$ мкм.

на рис. 17.1.5, из которого видно, что в термосфере основными процессами являются процессы фотодиссоциации в континууме и полосах Шумана—Рунге.

Фотодиссоциация молекулярного азота — очень слабый процесс, однако, согласно [9], она возможна благодаря предиссоциации при поглощении ультрафиолетового излучения в области длин волн 80—100 нм. Кроме фотодиссоциации основных составляющих, в верхней атмосфере некоторую роль играет фотодиссоциация малых составляющих, и прежде

Таблица 17.1.1

λ нм	$F_{10,7}$		
	70	150	250
138—140	7,83E09	8,19E09	1,95E10
140—145	1,68E10	1,77E10	3,84E10
145—150	2,88E10	2,56E10	5,39E10
150—155	4,60E10	4,72E10	9,47E10
155—160	6,04E10	6,73E10	1,22E11
160—165	8,60E10	9,84E10	1,76E11
165—170	1,90E11	1,75E11	3,22E11
170—175	3,49E11	3,31E11	5,66E11
175—180	5,48E11	6,37E11	7,26E11
180—185	6,98E11	8,52E11	1,07E12

всего окиси азота и паров воды. Вероятность фотодиссоциации окиси азота выше уровня поглощения составляет $5 \cdot 10^{-6}$ с$^{-1}$, паров воды — 10^{-5} с$^{-1}$. Пороги ионизации для O, O_2 и N_2 соответствуют длинам волн 91, 102,7 и 79,6 нм.

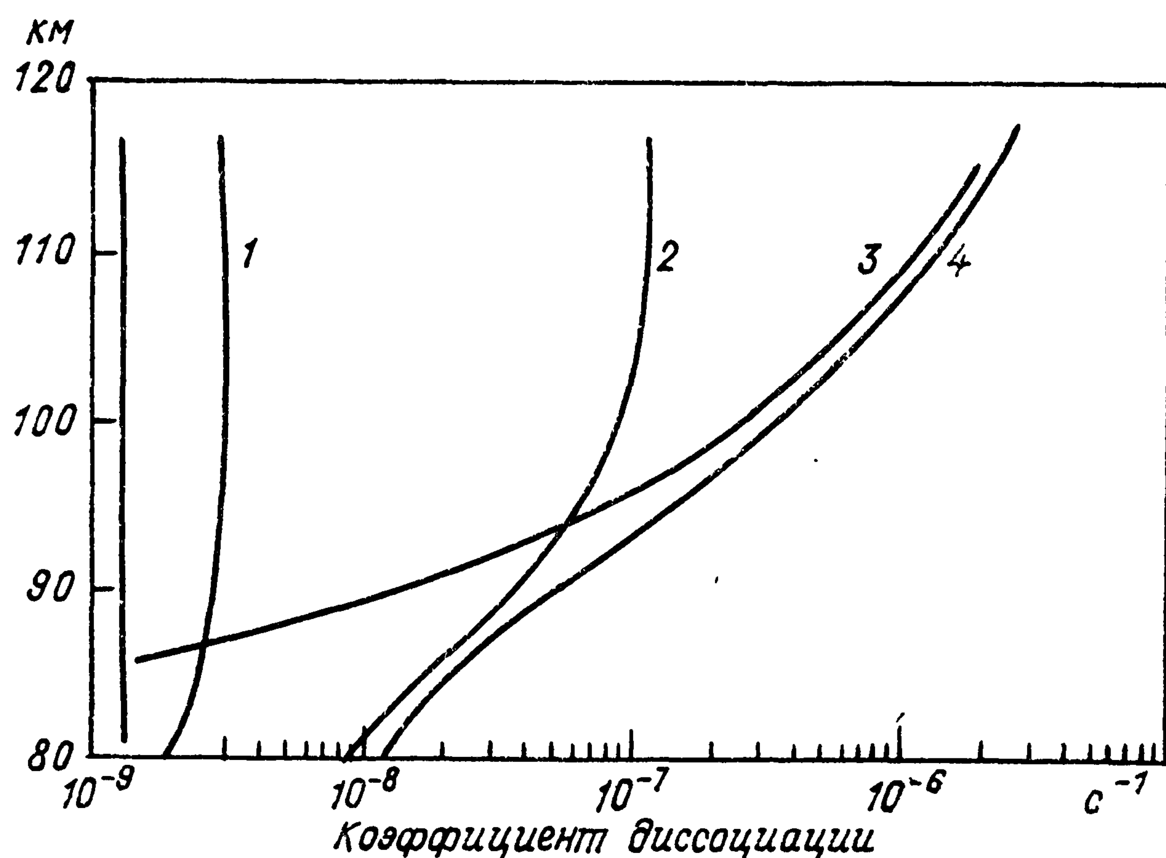


Рис. 17.1.5. Вероятность диссоциации O_2.

1 — континуум Герцберга, *2* — полоса Шумана—Рунге, *3* — континуум Шумана—Рунге, *4* — суммарная кривая.

Спектр солнечного излучения в области длин волн менее 102,7 нм имеет весьма сложный характер. В табл. 17.1.2 представлены интенсивности солнечного излучения в ионизирующем континууме, согласно [3], для уровней солнечной активности $F_{10,7}$, характеризуемых потоком радиоизлучения на длине волны 10,7 нм.

При переходе от минимума солнечной активности, соответствующего $F_{10,7} = 70$ к максимуму, соответствующему $F_{10,7} = 200$, интегральная интенсивность ионизирующего излучения возрастает в 3 раза и может достигать около 10^{-7} Дж/(см^2·с). При этом интенсивности различных линий спектра меняются неодинаково [3].

Весьма сложный вид имеют сечения ионизации и поглощения для атомного и молекулярного кислорода и молекулярного азота. Эти сечения представлены в табл. 17.1.3 [12].

Как видно из табл. 17.1.2, интенсивность солнечного излучения резко падает с уменьшением длины волны, поэтому рентгеновское излучение, хотя и играет некоторую роль в ионообразовании, однако гораздо более скромную, чем ультрафиолетовое.

Вероятность ионизации k-й компоненты верхней атмосферы за пределами поглощения ультрафиолетового излучения определяется формулой

$$j_k = \int_{\lambda_п}^{\infty} \sigma_{ik}(\lambda)\, I_\infty(\lambda)\, d\lambda, \qquad (17.1.3)$$

где $I_\infty(\lambda)$ — интенсивность падающего излучения, $\lambda_п$ — пороговая длина волны, σ_{ik} — сечение ионизации k-й компоненты. На меньших высотах, где поглощение существенно, интенсивность приходящего ультрафиолетового излучения описывается соотношением

$$I(\lambda, z) = I_\infty(\lambda) \exp\left[-\int_z^\infty \sum_k \sigma_{ak}(\lambda)\, n_k(z)\, dz\right], \qquad (17.1.4)$$

где σ_{ak} — сечение поглощения.

В табл. 17.1.4 приведены примеры значений вероятности ионизации для основных атмосферных составляющих при условии средней солнечной активности и выше уровня поглощения, которое становится существенным при $z < 200$ км.

В процессе ионизации коротковолновым излучением образуются ионы и фотоэлектроны. Энергия последних определяется из условия $E = h\nu - E_i$, где $h\nu$ — энергия поглощенного кванта, E_i — потенциал ионизации. На рис. 17.1.6 приведено для примера распределение по энергии первичных фотоэлектронов, образующихся в результате фотоионизации солнечным излучением основных ионосферных составляющих.

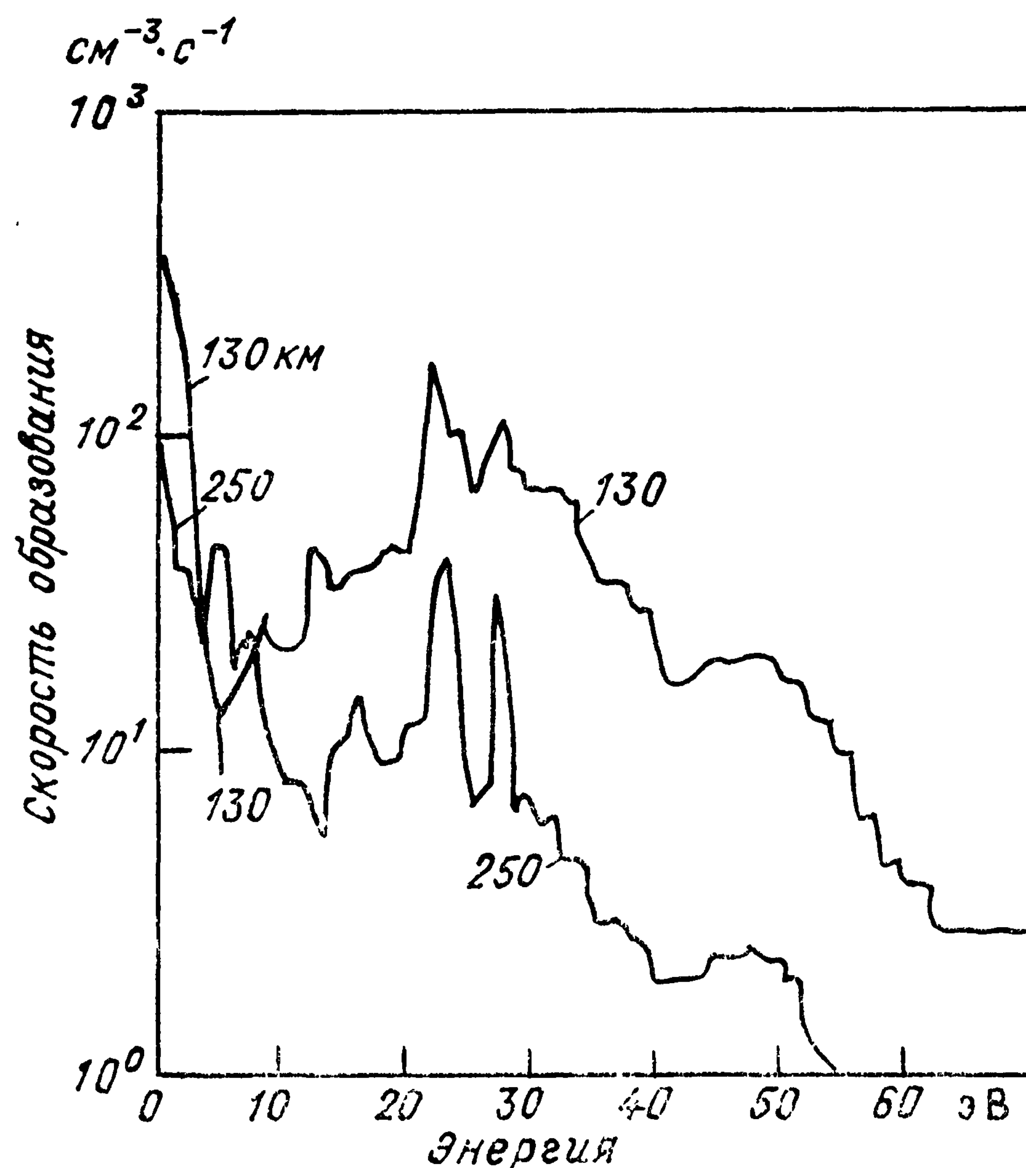


Рис. 17.1.6. Спектр первичных фотоэлектронов.

Таблица 17.1.2

λ нм	$F_{10,7}$		
	70	160	260
10—15	0,203126	0,36436	0,480218
15—20	2,71558	4,51429	5,57931
20—25	2,46015	4,97912	7,1501
23,6	0,574712	0,908025	1,0692
28,4	0,4693	3,24881	6,39804
25—30	2,42974	7,53424	13,2267
20,4	8,44652	13,5483	16,1924
30—35	1,43207	4,29105	7,44332
36,8	0,856985	1,32507	1,52618
35—40	0,545282	1,55065	2,63807
40—45	0,519025	1,06571	1,54442
46,5	0,385421	0,618145	0,738703
46—50	0,784635	1,78294	2,73967
50—55	0,688431	1,24624	1,65431
55,4	0,869241	1,29343	1,4288
58,4	1,82816	3,36291	4,51903
55—60	0,497374	0,852985	1,08353
61	0,904642	1,81015	2,58031
63	2,02168	3,26676	3,93216
60—65	0,362972	0,573237	0,674699
65—70	0,264812	0,452541	0,573114
70,3	0,456084	0,662454	0,711518
70—75	0,204666	0,374934	0,502264
76,5	0,236446	0,382815	0,461654
77	0,3394	0,77297	1,18917
78,9	0,903922	1,33709	1,4671
75—80	0,967878	1,83667	2,52504
80—85	2,24481	3,89191	4,98957
85—90	5,4171	9,75626	12,8993
90—95	4,27201	7,74483	10,2924
97,7	5,85315	8,94497	10,1759
95—100	1,84767	3,22847	4,16597
102,6	5,28017	9,55547	12,6218
103,2	2,72505	4,76963	6,16329
100—105	2,72505	4,76963	6,16329

Таблица 17.1.3

λ нм	Компонента							
	$O^+(^4S)$	$O^+(^2D)$	$O^+(^2P)$	ΣO^+	N_2 (ABS)	N_2 (ION)	O_2 (ABS)	O_2 (IO N)
5—10	0,32	0,34	0,22	1,06	0,60	0,60	1,18	1,18
10—15	1,03	1,14	0,75	3,53	2,32	2,32	3,61	3,61
15—20	1,62	2,00	1,30	5,96	5,40	5,40	7,27	7,27
20—25	1,95	2,62	1,70	7,55	8,15	8,15	10,50	10,50
25,63	2,15	3,02	1,95	8,43	9,65	9,65	12,80	12,80
28,415	2,33	3,39	2,17	9,26	10,60	10,60	14,80	14,80
25—30	2,33	3,18	2,04	8,78	10,08	10,08	13,65	13,65
30,331	2,45	3,62	2,32	9,70	11,58	11,58	15,98	15,98
30,378	2,45	3,63	2,32	9,72	11,60	11,60	16,00	16,00
30—35	2,61	3,98	2,52	10,03	14,60	14,60	17,19	17,19
36,807	2,81	4,37	2,74	10,84	18,00	18,00	18,40	18,40
35—40	2,77	4,31	2,70	10,70	17,51	17,51	18,17	18,17
40—45	2,99	4,75	2,93	11,21	21,07	21,07	19,39	19,39
46,522	3,15	5,04	3,06	11,25	21,80	21,80	20,40	20,40
45—50	3,28	5,23	3,13	11,64	21,85	21,85	21,59	21,59
50—55	3,39	5,36	3,15	11,91	24,53	24,53	24,06	24,06
55,437	3,50	5,47	3,16	12,13	24,69	24,69	25,59	25,59
58,433	3,58	5,49	3,10	12,17	23,20	23,20	22,00	22,00
55—60	3,46	5,30	3,02	11,90	22,38	22,38	25,04	25,04
60,976	3,67	5,51	3,05	12,23	23,10	23,10	26,10	16,10
62,973	3,74	5,50	2,98	12,22	23,20	23,20	25,80	25,80
60—65	3,73	5,50	2,97	12,21	23,22	23,22	26,02	25,94
65—70	4,04	5,52	0,47	10,04	29,75	25,06	26,27	22,05
73,036	4,91	6,44	0,00	11,35	26,30	23,00	25,00	23,00
70—75	4,20	3,80	0,00	8,00	30,94	23,20	29,05	23,81
76,515	4,18	0,00	0,00	4,18	35,46	23,77	21,98	8,59
77,041	4,18	0,00	0,00	4,18	26,88	18,39	25,18	9,69
78,936	4,28	0,00	0,00	4,28	19,26	10,18	26,66	11,05
78—80	4,23	0,00	0,00	4,23	30,71	16,75	27,09	9,39
80—85	4,38	0,00	0,00	4,38	15,05	0,00	20,87	6,12
85—90	4,18	0,00	0,00	4,18	46,63	0,00	9,85	4,69
90—95	2,12	0,00	0,00	2,12	16,99	0,00	15,54	9,34
97,762	0,00	0,00	0,00	0,00	0,70	0,00	4,00	2,50
95—100	0,00	0,00	0,00	0,00	36,16	0,00	16,53	12,22
102,572	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,60	1,00
003,191	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,00	0,00
10—105	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,10	0,27

Таблица 17.1.4

Ион	$O^+(^4S)$	$O^+(^2D)$	$O^+(^2P)$
j c^{-1}	$1{,}4 \cdot 10^{-7}$	$1{,}2 \cdot 10^{-7}$	$6{,}5 \cdot 10^{-8}$
Ион	$O_2^+(X^2\Pi)$	$O_2^+(^4\Pi)$	$O_2^+(^4S)$
j c^{-1}	$3{,}7 \cdot 10^{-7}$	$2{,}3 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$
Ион	$N_2^+(X^3\Sigma^+)$	$N_2^+(A^2\Pi)$	$N_2^+(B^2\Sigma_i)$
j c^{-1}	$2{,}3 \cdot 10^{-7}$	$2{,}1 \cdot 10^{-7}$	$4{,}9 \cdot 10^{-9}$

Окончательный спектр фотоэлектронов формируется в результате потери первичными фотоэлектронами части энергии в неупругих соударениях с основными составляющими верхней атмосферы и кулоновского взаимодействия.

17.2. СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ

В верхней атмосфере важную роль играют упругие и неупругие соударения нейтральных и заряженных частиц. Особенно важными являются неупругие столкновения электронов с атомами и молекулами. Эти процессы в значительной степени определяют тепловой баланс электронного и нейтрального газов, а также образование различных электронно и колебательно возбужденных частиц.

При энергии электронов порядка нескольких электронвольт основным каналом неупругого взаимодействия их с молекулами азота и кислорода является возбуждение колебательных уровней. Особенно эффективно происходит колебательное возбуждение молекулярного азота. Сечения этого процесса представлены на рис. 17.2.1, из которого видно, что они близки к сечениям упругого удара ($\sim 10^{-15}$ см²) [10].

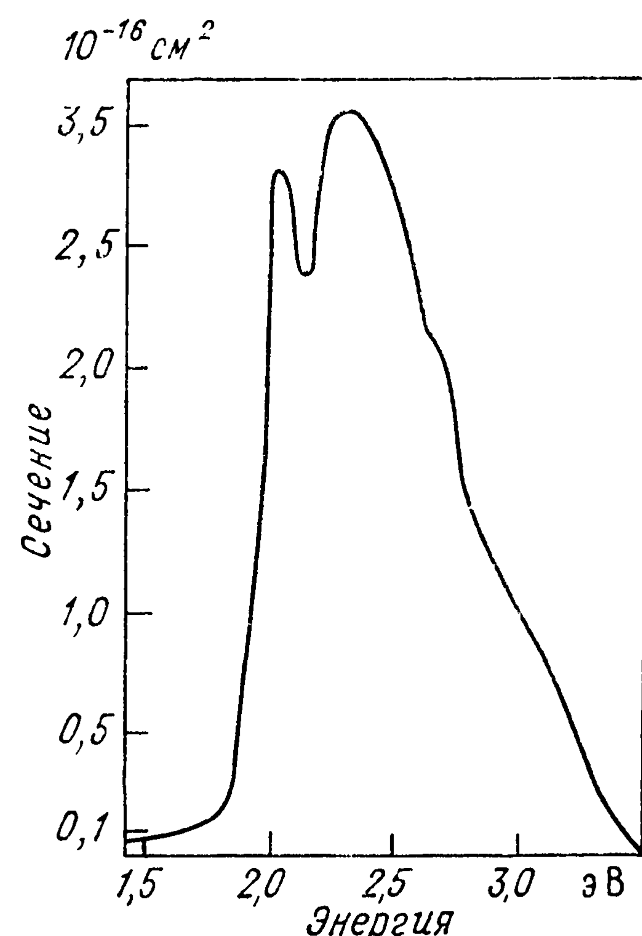


Рис. 17.2.1. Сечение колебательного возбуждения молекул азота электронами.

Сечения колебательного возбуждения молекулярного кислорода гораздо меньше и имеют более сложный характер, как это видно из рис. 17.2.2 [7].

В области энергий больше нескольких электронвольт неупругие соударения электронов с молекулами приводят к возбуждению электронных состояний. Для описания зависимости от энергий сечений возбуждения этих состояний предложена полуэмпирическая формула [6]

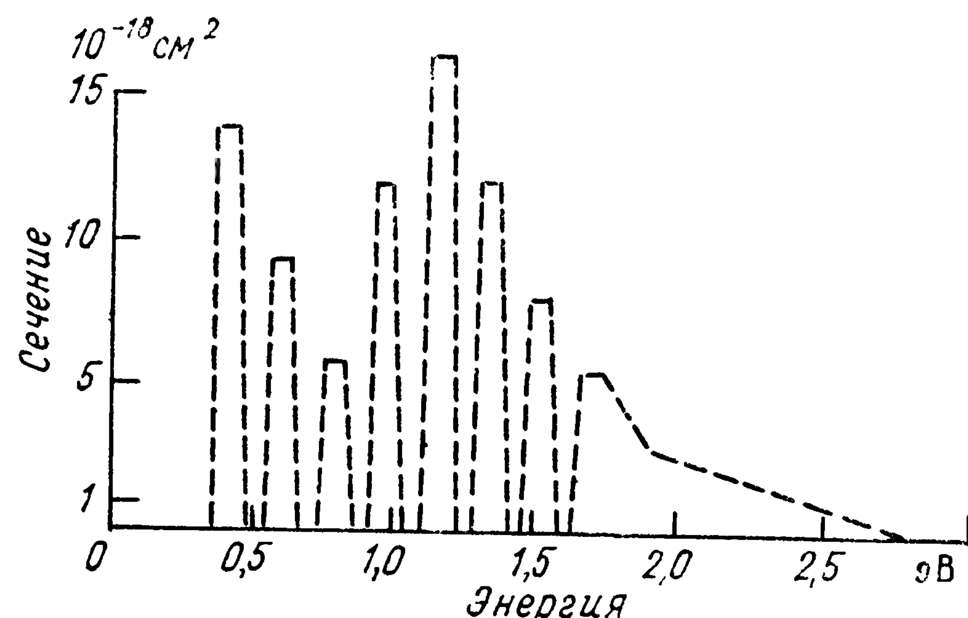


Рис. 17.2.2. Сечение колебательного возбуждения кислорода электронным ударом.

$$\sigma(E) = \left(q_0 c_0 f_0 / w^2\right)\left[1 - (w/E)^{\gamma}\right]^{\nu} (w/E)^{\Omega}. \qquad (17.2.1)$$

Значения параметров, входящих в эту формулу, для различных состояний приведены в табл. 17.2.1 ($q_0 = 6{,}51 \times \times 10^{-14}$ эВ²·см²).

На рис. 17.2.3 отдельно представлены измеренные сечения возбуждения состояний ^1D и ^1S атомного кислорода и сечения возбуждения состояния ^2D атомного азота.

При энергиях более десяти электронвольт основным неупругим процессом при столкновении электронов с атомами и молекулами становится ионизация. Сечения ионизации атомного и молекулярного кислорода и молекулярного азота приведены на рис. 17.2.4 [8].

Для определения кинетических коэффициентов в верхней атмосфере необходимо знать сечения упругих соударений нейтральных частиц между собой, нейтральных частиц с заряженными и заряженных частиц между собой. Для нейтральных частиц наиболее важными в верхней атмосфере являются упругие соударения $O—N_2$, $O—O_2$, $O_2—N_2$, $O^+—O$, $O^+—H$.

Как известно, частота соударений частиц одного сорта с частицами другого сорта определяется соотношением

$$\nu_{12} = n_2 \sigma_0 \bar{v}_{12}, \qquad (17.2.2)$$

где n_2 — концентрация частиц второго сорта, $\sigma_0 = \pi(r_1 + + r_2)^2$ — сечение соударений в приближении упругих сфер радиусами r_1 и r_2, $\bar{v}_{12}$ — средняя относительная скорость сталкивающихся частиц:

$$\bar{v}_{12} = \left[\frac{8kT\,(m_1 + m_2)}{\pi m_1 m_2}\right]^{1/2}. \qquad (17.2.3)$$

Например, при температуре 300 К типично значение $\sigma_0 = 5\cdot10^{-15}$ см². Тогда при $m_i = 2{,}8\cdot10^{-23}$ для атомного кислорода получаем $\nu_{12} = 1{,}1\cdot10^{-10}\, n_2 (с^{-1})$.

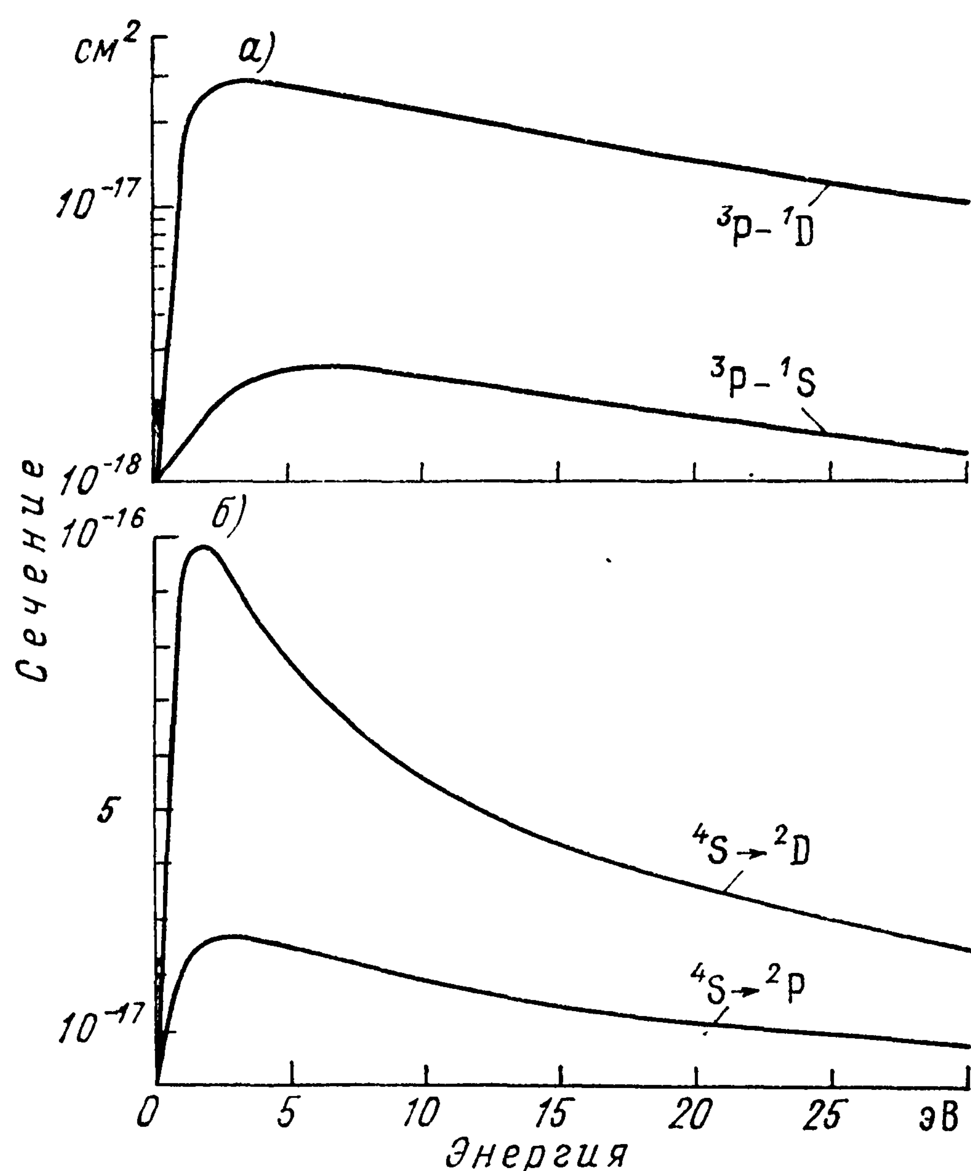


Рис. 17.2.3. Сечения возбуждения O(¹O) и O(¹S) (*а*), а также N(²D) и N(²P) (*б*) электронами.

Что касается частот соударений электронов с нейтральными частицами, то вследствие условия $m_i \gg m_e$ имеем

$$\nu_{en} = n\sigma_{en} (8kT_e/\pi m_e)^{1/2}. \qquad (17.2.4)$$

Таблица 17.2.1

Газ	Состояние	w эВ	$c_0 f_0$	Ω	ν	γ
N_2	$A^3\Sigma_u^+$	6,14	0,266	3,0	1,0	1,0
	$B^3\Pi_g$	7,30	0,178	3,0	1,0	3,0
	$C^3\Pi_g$	11,03	0,28	3,0	1,0	3,0
	$a^1\Pi_g$	9,10	0,136	1,0	1,0	1,0
	$b^2\Pi_u$	12,85	0,67	0,75	3	1,0
	$b^1\Sigma_u^+$	14,00	0,33	0,75	3	1,0
	Σ Ридберг	13,75	2,66	0,75	3	1,0
O_2	$a^1\Delta_g$	0,98	0,0005	3,0	1,0	3,0
	$b^1\Sigma_g$	1,64	0,0005	3,0	1,0	3,0
	$A^3\Sigma_u^+$	4,5	0,021	0,9	1,0	3,0
	$B^3\Sigma_v$	8,4	0,23	0,75	2,0	1,0
	9, 9 эВ	9,9	0,08	0,75	3,0	1,0
	Σ Ридберг	13,5	2,77	0,75	3,0	1,0
O	¹D	1,96	0,01	1,0	2,0	1,0
	¹S	4,17	0,0042	1,0	1,0	0,5
	³S	9,53	0,0465	0,75	3,0	1,0
	⁵S	9,15	0,023	2,0	1,0	1,0
	$\Sigma\,(\Delta L = 1,\ \Delta s = 0)$	14,2	0,367	0,75	3,0	1,0
	$\Sigma\,(\Delta s = 1)$	14,7	0,694	2,0	1,0	1,0
	$\Sigma\,(\Delta l = 0,\ \Delta s = 0)$	13,5	0,043	0,75	1,0	2,0

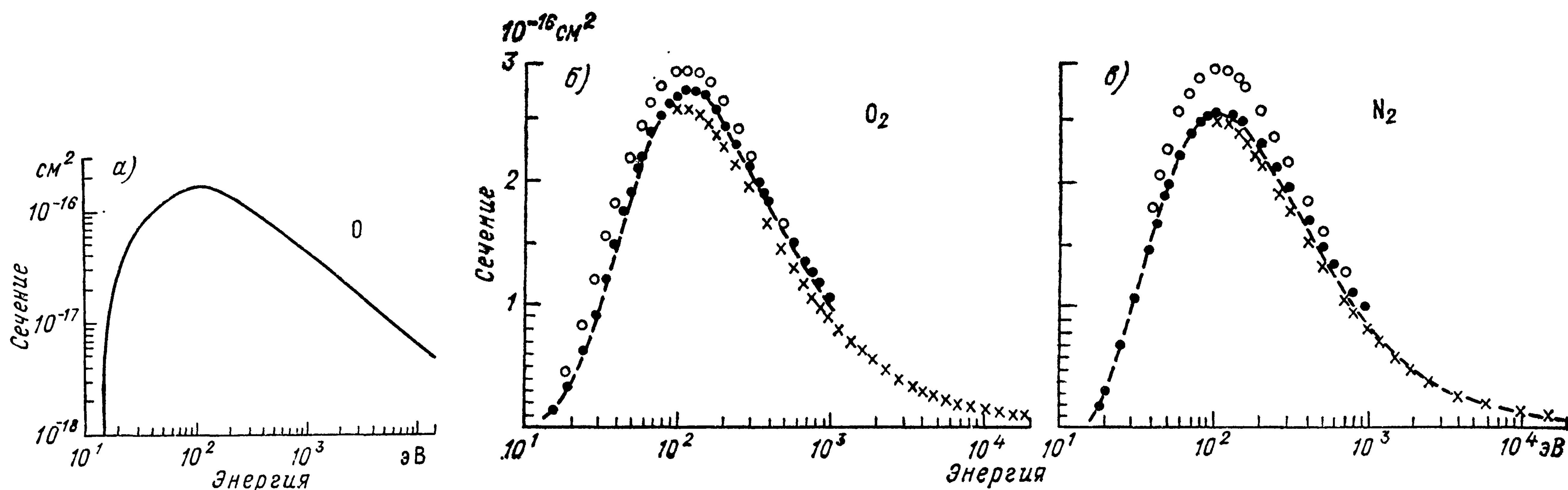


Рис. 17.2.4. Сечения ионизации атомного кислорода (*а*), молекул O_2 (*б*) и N_2 (*в*) электронным ударом.

Приведенные выше формулы для частот соударений являются, конечно, приближенными, прежде всего в отношении представления сечений передачи момента, которые на самом деле зависят от скорости. Более точные значения могут быть получены только на основе экспериментальных данных. В табл. 17.2.2 приведены для примера данные о частотах передачи момента для соударений электронов с основными нейтральными составляющими верхней атмосферы.

В верхней атмосфере важную роль играют также соударения ионов с нейтральными частицами, которые сопровождаются обменом зарядом и резонансной передачей момента. Это прежде всего соударения ионов O^+ с атомами кислорода и ионов H^+ с атомами водорода. Частоты таких соударений определяются соотношениями

$$\nu_{O^+,\,O} = 3{,}67\cdot10^{-11}\,[O]\,T_r^{1/2}(1 - 0{,}064\lg T_r)^2, \qquad (17.2.5)$$

$$\nu_{H^+,\,H} = 2{,}65\cdot10^{-10}\,[H]\,T_r^{1/2}(1 - 0{,}073\lg T_r)^2, \qquad (17.2.6)$$

где $T_r = (T_i + T_n)/2$.

Таблица 17.2.2

Компонента	Частота соударений, $с^{-1}$
N_2	$2{,}33\cdot10^{-11}[N_2]\,(1 - 1{,}2\cdot10^{-4}T_e)\,T_e$
O_2	$1{,}8\cdot10^{-10}[O_2]\,(1 + 3{,}6\cdot10^{-2}T_e^{0,5})\,T_e$
O	$8{,}2\cdot10^{-10}[O]T_e^{0,5}$
H	$4{,}5\cdot10^{-9}[H]\,(1 - 1{,}35\cdot10^{-4}T_e)\,T_e^{0,5}$
He	$4{,}6\cdot10^{-10}[He]\,T_e^{0,5}$

Частота соударений ионов между собой для ионосферных условий описывается выражением

$$\nu_{ii} = B_{ii} n_i T_i^{-3/2}, \qquad (17.2.7)$$

где значение B_{ii} для соударений ионов O^+ составляет 0,22, а для ионов H^+ — 0,9. Для частоты соударений ионов с электронами используется формула

$$\nu_{ei} = 54{,}5 n_i z_i^2 T_e^{-3/2}, \qquad (17.2.8)$$

где z — заряд иона. Частота соударений электронов между собой описывается выражением

$$\nu_{ee} = 54{,}5 n_e \cdot 2^{-1/2} T_e^{-3/2}. \qquad (17.2.9)$$

Приведенные выше соотношения приведены в соответствии с работой [11].

Частоты соударений определяют соответствующие коэффициенты переноса, из которых наиболее важными в верхней атмосфере являются коэффициенты молекулярной диффузии. Коэффициент диффузии определяется известным соотношением

$$D_{12} = kT/(m_1 \nu_{12}). \qquad (17.2.10)$$

Для диффузии основных нейтральных составляющих верхней атмосферы приняты следующие соотношения:

$$D_{O_2,\,N_2} = 5{,}74 \cdot 10^{16} T^{0{,}75}/n, \qquad (17.2.11)$$

$$D_{O,\,O_2} = 8{,}24 \cdot 10^{16} T^{0{,}774}/n, \qquad (17.2.12)$$

$$D_{ON} = 9{,}69 \cdot 10^{16} T^{0{,}774}/n. \qquad (17.2.13)$$

Более подробно процессы переноса будут рассмотрены в главе 19.

17.3. АЭРОНОМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ

Основной реакцией, определяющей баланс атомного и молекулярного кислорода в верхней атмосфере, наряду с фотодиссоциацией O_2, является рекомбинация атомного кислорода при тройных соударениях:



$$O + O + M \to O_2 + M. \qquad (17.3.1)$$

Главная особенность этой реакции состоит в том, что молекулы кислорода могут образовываться в различных метастабильных состояниях: $a^1\Delta g$, $b^1\Sigma_g$, $A^3\Sigma_u^+$.

Радиативная ассоциация атомного кислорода — гораздо более медленный процесс:



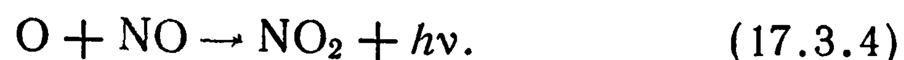
$$O + O \to O_2 + h\nu. \qquad (17.3.2)$$

Атомный кислород участвует в целом ряде химических реакций, определяющих состав верхней атмосферы. Среди них одной из наиболее важных является реакция



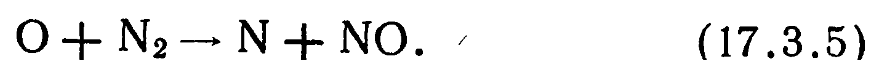
$$O + NO \to N + O_2. \qquad (17.3.3)$$

Кроме того, реакция (17.3.3) может идти и по другому пути:



$$O + NO \to NO_2 + h\nu. \qquad (17.3.4)$$

Константа скорости этой реакции много меньше константы скорости реакции (17.3.3) (табл. 17.2.3), однако эта реакция играет важную роль в верхней атмосфере, формируя свечение зеленого континуума. В определенных условиях роль источника окиси азота в верхней атмосфере может играть реакция [2]



$$O + N_2 \to N + NO. \qquad (17.3.5)$$

В балансе атомного кислорода важную роль играет взаимодействие с озоном



$$O + O_3 \to O_2^{\#} + O, \qquad (17.3.6)$$

причем в этой реакции может образовываться колебательно и электронно возбужденный (состояние $^1\Delta_g$) кислород.

Реакции озонно-водородного цикла подробно представлены в части, посвященной средней атмосфере, поэтому в таблице 17.2.3 приведены лишь некоторые из них, которые могут быть важны в термосфере.

Очень важной в верхней атмосфере является реакция



$$N + NO \to N_2^{\#} + O, \qquad (17.3.7)$$

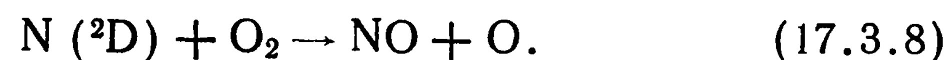
определяющая баланс атомного азота и окиси азота. В этой реакции выделяется значительная энергия (3,3 эВ), часть которой может запасаться на колебательных степенях свободы молекулярного азота.

Таблица 17.2.3

	Реакция	Константа скорости, см³/с
R 1	$O+O+M \to O_2+M$	$3{,}8 \cdot 10^{-30} T^{-1} \exp(-170/T)$
R 2	$O+NO \to O_2+N$	$2{,}5 \cdot 10^{-15} T \exp(-19500/T)$
R 3	$O+NO \to NO_2+h\nu$	$4{,}2 \cdot 10^{-18}$
R 4	$O+O_3 \to O_2+O_2$	$1{,}9 \cdot 10^{-11} \exp(-2300/T)$
R 5	$O+O \to O_2+h\nu$	$1 \cdot 10^{-20}$
R 6	$O+H_2 \to OH+H$	$3 \cdot 10^{-14} T \exp(-4480/T)$
R 7	$O+N_2 \to N+NO$	$1{,}3 \cdot 10^{-10} \exp(/3800/T)$
R 8	$N+NO \to N_2+O$	$2{,}7 \cdot 10^{-11}$
R 9	$N+O_2 \to NO+O$	$1{,}1 \cdot 10^{-14} T \exp(-3150/T)$
R 10	$N(^2D)+O_2 \to NO+O$	$6 \cdot 10^{-12}$
R 11	$N(^2D)+O \to N(^4S)+O$	$7 \cdot 10^{-13}$
R 12	$N(^2D)+e \to N(^4S)+e$	$(3{,}6\ldots6{,}5) \cdot 10^{-10} \times (T_e/300)^{0{,}5}$
R 13	$N(^2D)+NO \to N_2+O$	$1 \cdot 10^{-10}$
R 14	$O(^1D)+N_2 \to N_2^*+O(^3P)$	$2{,}3 \cdot 10^{-11}$
R 15	$O(^1D)+O_2 \to O_2^*+O(^3P)$	$(3{,}6\ldots7{,}0) \cdot 10^{-11}$
R 16	$O(^1D)+NO \to O(^3P)+NO$	$1{,}7 \cdot 10^{-11}$
R 17	$O(^1S)+O_2 \to O(^3P)+O_2$	$4{,}3 \cdot 10^{-12} \exp(-850/T)$
R 18	$O(^1S)+O \to O(^1D,{}^3P)+O(^1D,{}^3P)$	$5 \cdot 10^{-11} \exp(-610/T)$
R 19	$N_2^{\#}(v=1)+O \to N_2(v=0)+O$	$1{,}07 \cdot 10^{-10} \exp(-69{,}9T)$
R 20	$O_2^{\#}(v=1)+O \to O_2(v=0)+O$	$6{,}88 \cdot 10^{-9} \exp(-76{,}75\,T)$
R 21	$O^+ + N_2 \to NO^+ + N$	*
R 22	$O^+ + O_2 \to O_2^+ + O$	$2 \cdot 10^{-11} (T_e/300)^{-0{,}4}$
R 23	$O^+ + H_2O \to H_2O^+ + O$	$2{,}3 \cdot 10^{-9}$
R 24	$O^+ + H_2 \to OH^+ + H$	
R 25	$O^+ + N_2O \to N_2O^+ + O$	$2{,}2 \cdot 10^{-10}$
R 26	$O^+ + NO \to NO^+ + O$	$2{,}3 \cdot 10^{-10}$
R 27	$O^+(^2D)+N_2 \to N_2^+ + O$	$1 \cdot 10^{-9}$
R 28	$O^+(^2D)+e \to O^+(^4S)+e$	$7{,}8 \cdot 10^{-8} (300/T_e)^{0{,}5}$
R 29	$N_2^+ + O_2 \to O_2^+ + N_2$	$1 \cdot 10^{-10}$
R 30	$N_2^+ + O \to NO^+ + N$	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$
R 31	$O_2^+ + NO \to NO^+ + O_2$	$6{,}3 \cdot 10^{-10}$
R 32	$NO^+ + e \to N(^2D)+O$	$4{,}6 \cdot 10^{-7} (300/T_e)$
R 33	$O_2^+ + e \to O+O(^1D)$	$(1{,}6\ldots2{,}1) \cdot 10^{-7} \times (T_e/300)^{-0{,}55}$
R 34	$N_2^+ + e \to N(^2D)+N(^2D)$	$1{,}8 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0{,}39}$
R 35	$O^+ + H \rightleftharpoons H^+ + O$	$9 \cdot 10^{-10}$

* См. работы [1, 13].

Процессы с участием колебательно и электронно возбужденных частиц играют особую роль в верхней атмосфере. Так, основным источником окиси азота в верхней атмосфере является реакция



$$N(^2D) + O_2 \to NO + O. \qquad (17.3.8)$$

Взаимодействие метастабильных атомов $O(^1D)$ с молекулярным азотом также может быть дополнительным источником окиси азота в верхней атмосфере [2]. Гашение атомов $O(^1D)$ молекулами N_2 приводит к образованию колебательно возбужденного азота. Наличие колебательно возбужденного азота в свою очередь сильно изменяет константу скорости одной из основных ионно-молекулярных реакций



$$O^+ + N_2 \to NO^+ + N, \qquad (17.3.9)$$

определяющую коэффициент рекомбинации заряженных частиц в области главного ионосферного максимума.

При выборе константы скорости этой реакции следует иметь в виду, что эффективность реакции сильно зависит как от кинетической энергии сталкивающихся частиц, так и от колебательной, причем для ионосферных условий зависимость

от колебательного возбуждения молекул N_2 значительно сильнее. В этом случае следует руководствоваться результатами работ [1, 13].

Что касается других процессов с участием заряженных частиц, то здесь следует отметить, во-первых, образование в результате рекомбинации ионов O_2^+ метастабильных атомов $O(^1D)$ с коэффициентом выхода, превышающим единицу, и, во-вторых, образование в результате рекомбинации ионов NO^+ и N_2^+ метастабильных атомов $N(^2D)$ с коэффициентами выхода 0,76 и 1 соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов М. Н., Изакова Т. М. — Химическая физика, 1987, т. 6, с. 433.
2. Власов М. Н., Медведев В. В. — Геомагнетизм и аэрономия, 1981, т. 21, с. 857.
3. Иванов-Холодный Г. С., Нусинов А. А. — «Итоги науки и техники», 1987, т. 26, с. 80.
4. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. — М.: Мир, 1978.
5. Ackerman M. In: Mesospheric models and related experiments. — Dordrecht, Holland, D. Reidel Publishing Company, 1971, p. 149—152.
6. Green A. E. S., Barth C. A. — J. Geoph. Res., 1965, vol. 70, p. 1083.
7. Hake R. D., Phelps A. V. — Phys. Rev., 1967, vol. 70, p. 158.
8. Keiffer L. J., Dunn C. H. — Rev. Mod. Phys., 1966, vol. 38, p. 1.
9. Richards R. G., Torr D. G., Torr M. R. — J. Geoph. Res., 1981, vol. 80, p. 1495.
10. Schulz G. J. — Phys. Rev., 1964, vol. A988, p. 135.
11 Schunk R. W.. Nagy A. F. — Rev. Geoph. Space Phys., 1980, vol. 18, p. 813.
12. Torr M. R. et al. — Geoph. Res. Lett., 1979, vol. 6, p. 771.
13. VanZandt T. E., Malley T. F. O. — J. Geoph. Res., 1973, vol. 7,8, p. 6818.

Глава 18. ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС

Температура — фундаментальный параметр верхней атмосферы. Поскольку верхняя атмосфера является неравновесной средой, ее характеризуют несколько температур: собственно кинетическая температура нейтрального газа, кинетическая температура ионов и электронная температура, а также колебательная температура молекул, важность которой для описания верхней атмосферы установлена сравнительно недавно. В этой главе представлена справочная информация об основных процессах, определяющих тепловой баланс верхней атмосферы.

18.1. ФУНКЦИИ НАГРЕВАНИЯ

Основным источником энергии в верхней атмосфере является солнечное ультрафиолетовое излучение, соответствующие процессы поглощения которого рассмотрены в предыдущей главе. На высотах менее 120—130 км основной вклад в нагревание верхней атмосферы вносит диссоциирующее излучение, выше — ионизирующее.

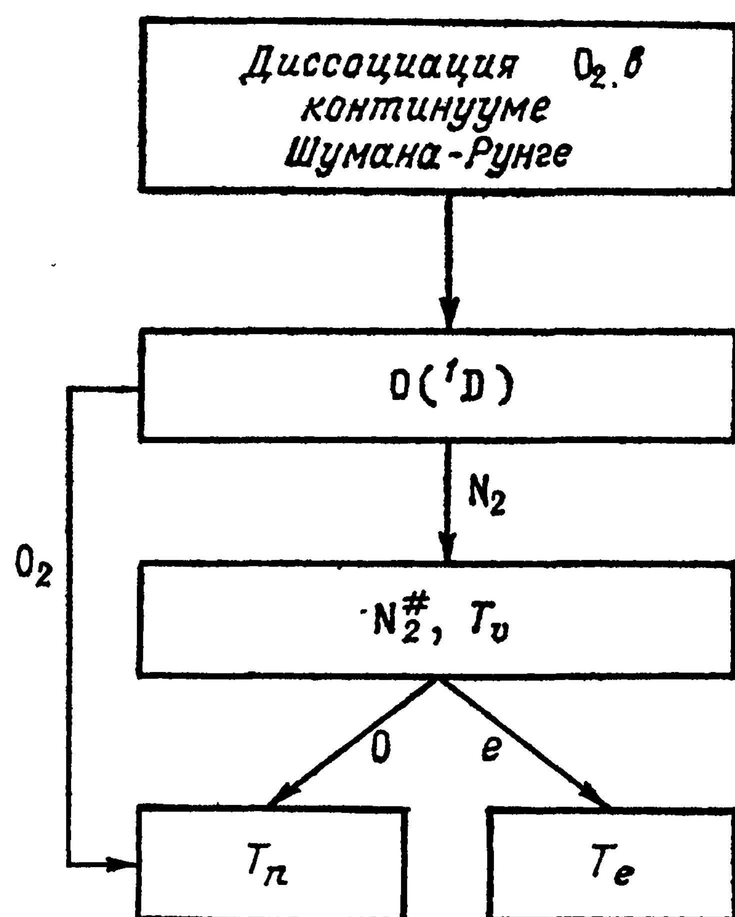


Рис. 18.1.1. Схема перераспределения энергии, поглощенной в континууме Шумана—Рунге.

Скорость нагревания при поглощении солнечного излучения молекулярным кислородом в континууме Шумана—Рунге может быть описана соотношением

$$Q(z) = \int_{\lambda} \varepsilon_\lambda [O_2] \sigma(\lambda) I_\infty(\lambda) \times \exp \times \left\{ -\int_z^\infty \sigma(\lambda) [O_2] \operatorname{ch}(z, \theta) \, dz \right\} d\lambda, \qquad (18.1.1)$$

где ε_λ — эффективность нагревания, ch(z, θ) — функция Чепмена, θ — зенитный угол Солнца. На рис. 18.1.1 представлена схема процессов, определяющих передачу поглощенной в континууме Шумана—Рунге энергии на трансляционные степени свободы. Согласно этой схеме, эффективность нагревания, т. е. долю энергии кванта поглощенного излучения, идущую на нагревание нейтрального газа, можно выразить соотношением

$$\varepsilon_\lambda = \left\{h\nu - E_{\mathrm{dis}\,O_2} - E_{^1D}\left(1 - f^n_{^1D}\right)\right\}/h\nu, \qquad (18.1.2)$$

где $E_{\mathrm{dis}\,O_2}$ — энергия диссоциации молекулярного кислорода, $E_{^1D}$ — энергия возбуждения метастабильного состояния ^{1}D атомного кислорода и f^1_D — функция гашения атомов O(^{1}D), имеющая вид

$$f^n_{^1D} = \frac{p\alpha_{14}[N_2] + \alpha_{15}[O_2]}{A_{^1D} + \alpha_{14}[N_2] + \alpha_{15}[O_2]}, \qquad (18.1.3)$$

где $p\alpha_{14}$ — константа скорости гашения атомов O(^{1}D) молекулярным азотом с образованием колебательно-возбужденного $N_2^{\#}$, α_{14} — полная константа гашения атомов O(^{1}D) молекулярным азотом. Таким образом, выражение (18.1.2) учитывает, во-первых образование метастабильных атомов O(^{1}D) в процессе диссоциации молекул O_2 и, во-вторых, тот факт, что не вся энергия возбуждения этих метастабильных атомов при гашении переходит в кинетическую, а существенная часть ее тратится на колебательное возбуждение молекул азота.

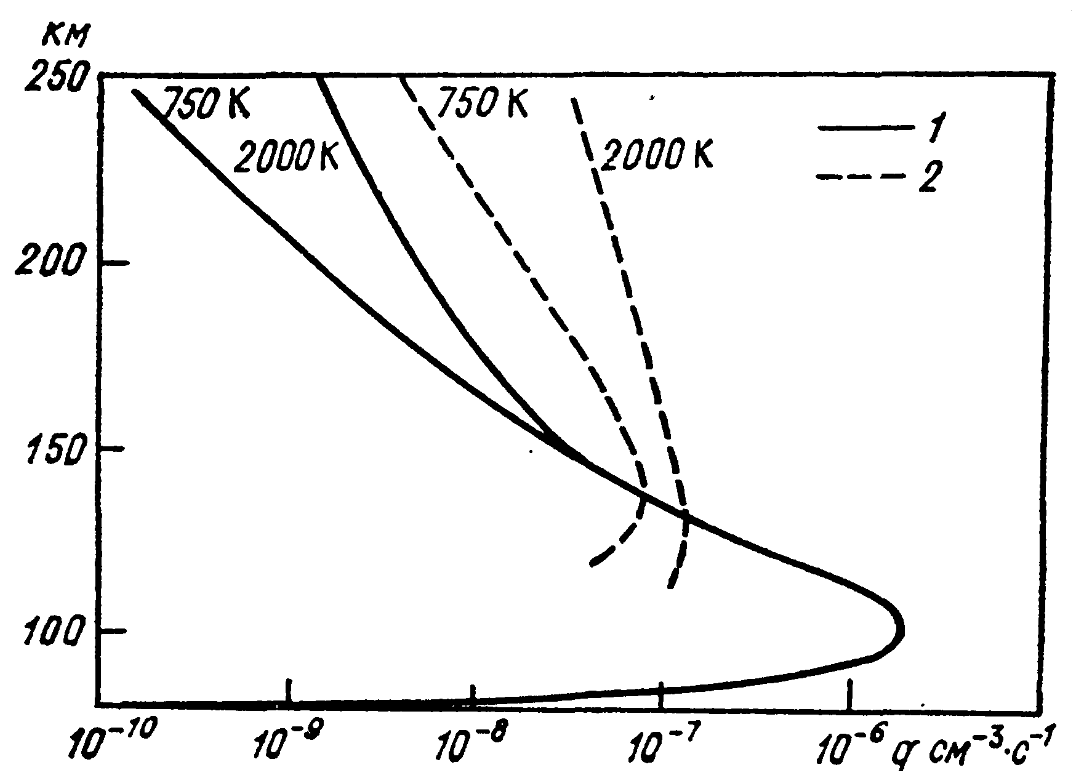


Рис. 18.1.2. Высотный профиль скорости нагревания q.

1 — за счет диссоциирующего излучения, *2* — за счет ионизирующего излучения.

Как видно из схемы, представленной на рис. 18.1.1, энергия колебательно-возбужденного азота может передаваться электронному газу, что обеспечивает его нагрев с эффективностью

$$\varepsilon_{\lambda e} = E_{^1D} \int_{^1D}^{e} f / h\nu,$$

где

$$f^e_{^1D} = \frac{p\alpha_{14}[N_2]}{A_{^1D} + \alpha_{14}[N_2] + \alpha_{15}[O_2]}. \qquad (18.1.4)$$

На рис. 18.1.2 приведен пример высотного изменения функции нагревания нейтрального газа за счет поглощения излучения в континууме Шумана—Рунге.

На рис. 18.1.3 приведены высотные профили скорости нагревания электронного газа в области E ионосферы за счет поглощения излучения в континууме Шумана—Рунге. Здесь же для сравнения представлена суммарная скорость нагревания за счет всех остальных процессов, включая фотоэлектронные процессы, диссоциативную рекомбинацию, гашение метастабильных ионов.

На высотах более 120—130 км основной вклад в нагревание верхней атмосферы вносит поглощение ионизирующего излучения ($\lambda \leqslant 102{,}7$ нм); при этом главным передатчиком энергии являются образующиеся фотоэлектроны. Поскольку средняя энергия фотоэлектронов составляет около 10 эВ, то они передают свою энергию нейтральному газу многоступенчато — через возбуждение атомов и молекул и их последующее гашение. Одновременно важный вклад в нагревание вносит рекомбинация заряженных частиц, а также гашение возбуждения метастабильных ионов.

В этом случае выражение для эффективности нагревания носит весьма сложный характер. Пример высотного рас-

пределения эффективности нагревания представлен на рис. 18.1.4 [9], суммарная скорость нагревания приведена на рис. 18.1.2 (кривые *1* и *2*). Следует иметь в виду, что

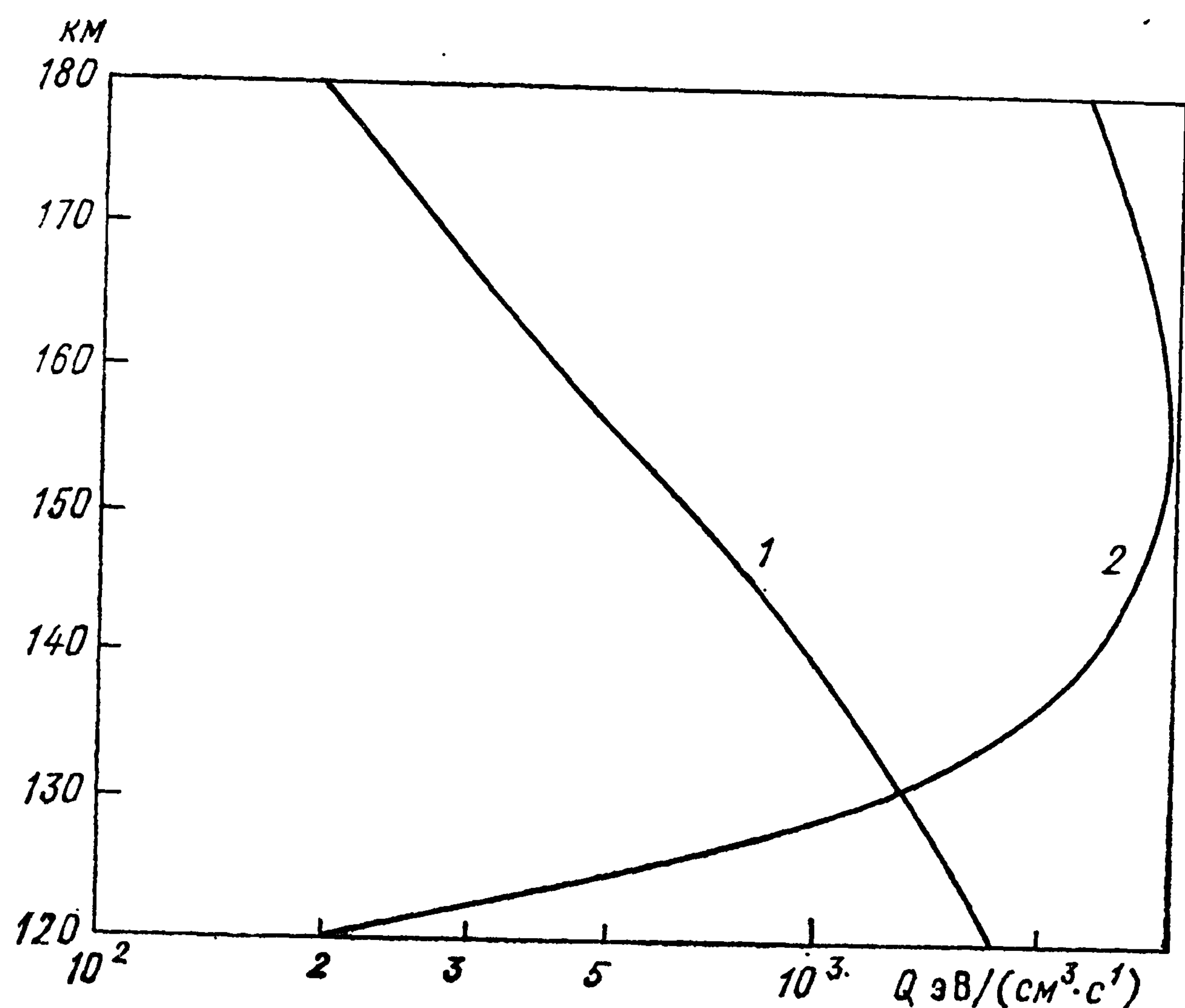


Рис. 18.1.3. Высотный профиль скорости нагревания электронного газа.

1 — за счет поглощения излучения в континууме Шумана—Рунге; *2* — суммарная, за счет всех остальных процессов. $F_{10,7}=144$, $\delta=+23$, $\varphi=56°$ с. ш., 12 ч по местному времени.

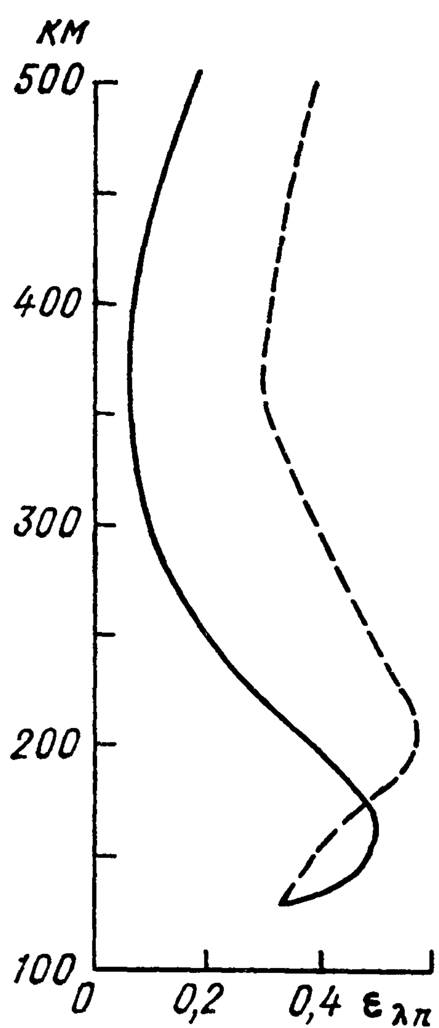


Рис. 18.1.4. Высотный профиль эффективности нагревания $\varepsilon_{\lambda n}$.

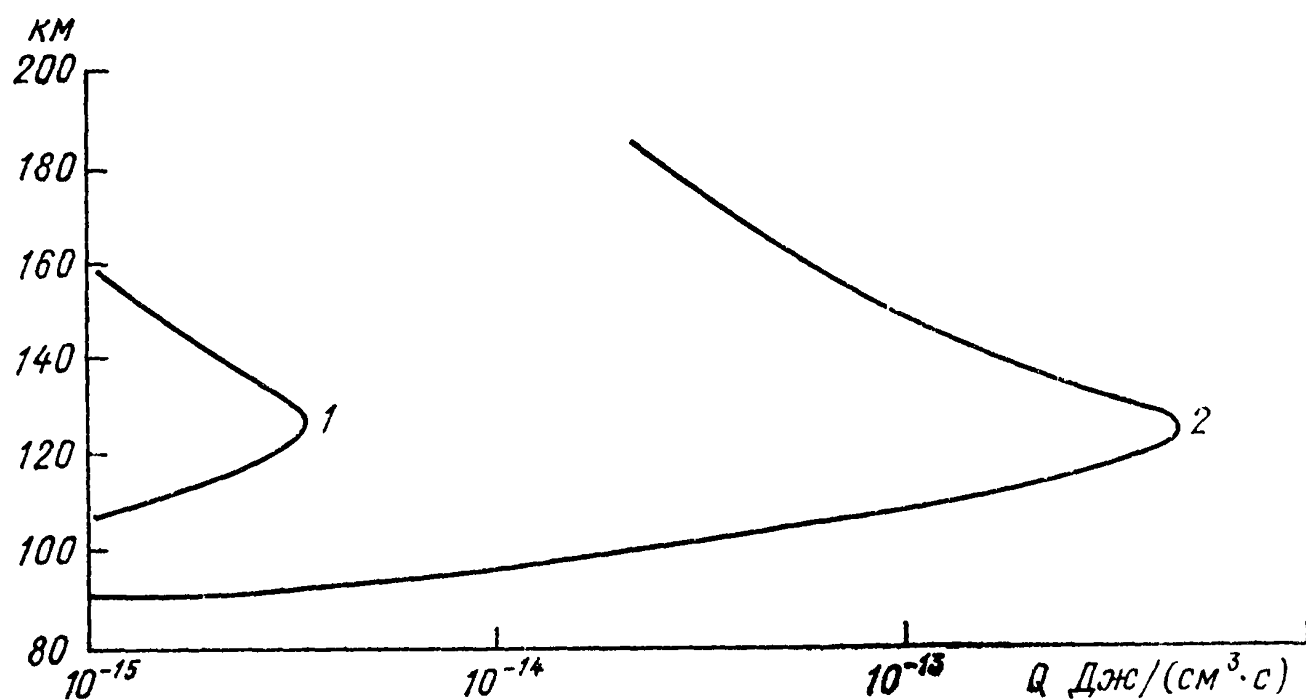


Рис. 18.1.5. Высотный профиль скорости джоулева нагрева *Q*.

1 — минимальная скорость, *2* — максимальная.

скорость нагревания ионизирующим излучением сильно меняется в зависимости от солнечной активности.

В высокоширотной верхней атмосфере важную роль в тепловом балансе играет нагревание за счет джоулевой диссипации энергии токов. Этот источник нагревания крайне изменчив и сосредоточен в узкой области высот 110—140 км (рис. 18.1.5). В мезосфере средних и высоких широт дополнительное нагревание может осуществляться за счет диссипации энергии внутренних гравитационных волн [3].

18.2. ПРОЦЕССЫ ОХЛАЖДЕНИЯ

Одним из основных процессов охлаждения в верхней атмосфере является инфракрасное излучение атомного кислорода в линии 63 мкм. Основное состояние атома О представляет собой триплет, в котором уровни $^3P_0$ и $^3P_1$ лежат только на 0,028 и на 0,02 эВ выше основного уровня $^3P_2$. Поскольку энергия возбуждения уровней $^3P_0$ и $^3P_1$ сравнима с тепловой энергией молекул в верхней атмосфере, то может быть эффективен процесс

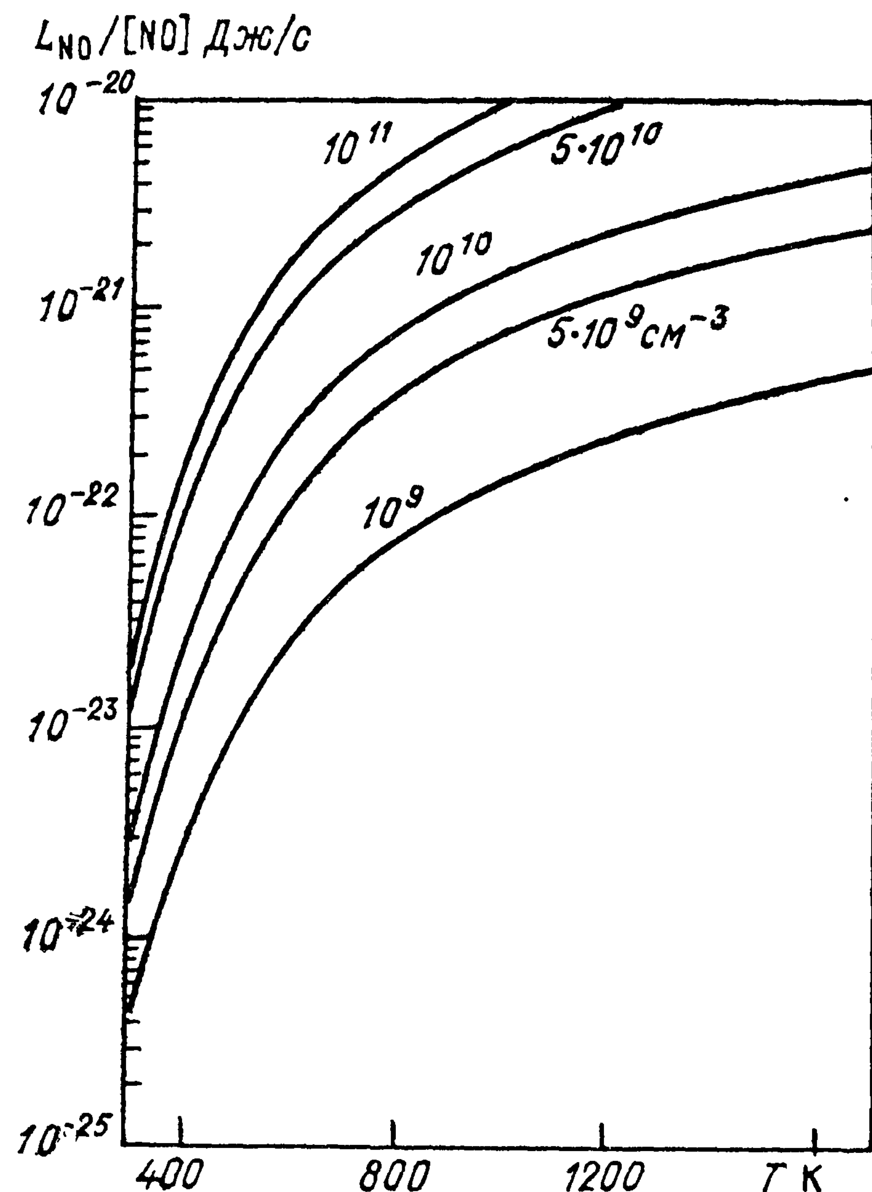
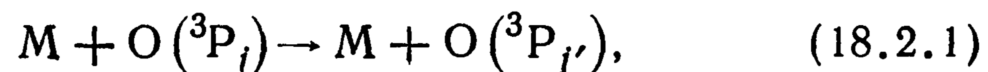


Рис. 18.2.1. Скорость охлаждения излучением NO для разных значений [O] (см⁻³).



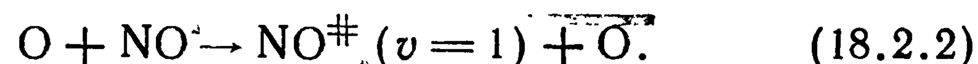
$$M + O(^3P_j) \rightarrow M + O(^3P_{j'}), \quad (18.2.1)$$

где *M* — молекулы верхней атмосферы (O_2, N_2), *j* равно 2 или 1, а *j'* равно 1 или 0. Как показывает анализ, процесс (18.2.1) наиболее эффективен для перехода $^3P_0 — {^3P_1}$, соответствующего излучению 63 мкм.

Точные расчеты скорости охлаждения верхней атмосферы за счет этого механизма весьма сложны по двум причинам. Во-первых, необходимо учитывать то, что на высотах менее 150 км среда является оптически толстой для излучения 63 мкм, что приводит к уменьшению скорости охлаждения [8]. Во-вторых, как было показано в [5], излучение 63 мкм атомного кислорода не соответствует локальному термодинамическому равновесию.

Как показывают расчеты, в целом этот механизм охлаждения не достаточен для обеспечения наблюдаемых температур в верхней атмосфере [6].

В последние годы получил признание механизм охлаждения верхней атмосферы за счет инфракрасного излучения окиси азота в полосе 5,3 мкм. Это излучение может возникать в результате колебательного возбуждения NO в процессе



$$O + NO \rightarrow NO^{\#}(v=1) + O. \quad (18.2.2)$$

В [4] была экспериментально определена очень большая константа скорости этого процесса ($6{,}5\cdot10^{-11}$ см³·с⁻¹ при $T=300$ К). Вероятность перехода 1—0*A*10 в молекуле NO составляет 13,3 с⁻¹·10. На рис. 18.2.1 представлена скорость охлаждения на одну молекулу окиси азота, т. е. $L_{NO}/[NO]$, в зависимости от температуры и для различных концентраций атомного кислорода [7]. На рис. 18.2.2 приведены вы-

сотные профили скорости охлаждения за счет излучения 63 мкм атомного кислорода и за счет излучения 5,3 мкм окиси азота [7]. Здесь же приведена рассчитанная для этих условий скорость нагревания.

Величины $L_{NO}/[NO]$ и $L_0/[O]$ описываются следующими соотношениями:

$$L_{NO}/[NO] = h\nu A_{10}\alpha_{18,6}[M]\{\alpha_{18,6}[M] + A_{10}\}^{-1}\exp(-h\nu/kT), \quad (18.2.3)$$

где $h\nu = 3{,}726\cdot10^{-20}$ Дж — энергия кванта излучения молекулы $NO^{\#}$ ($v = 1$);

$$L_O/[O] = \frac{1{,}69\cdot10^{-18}e^{-326/T}}{1+0{,}6e^{-228/T}+0{,}2e^{-326/T}}. \quad (18.2.4)$$

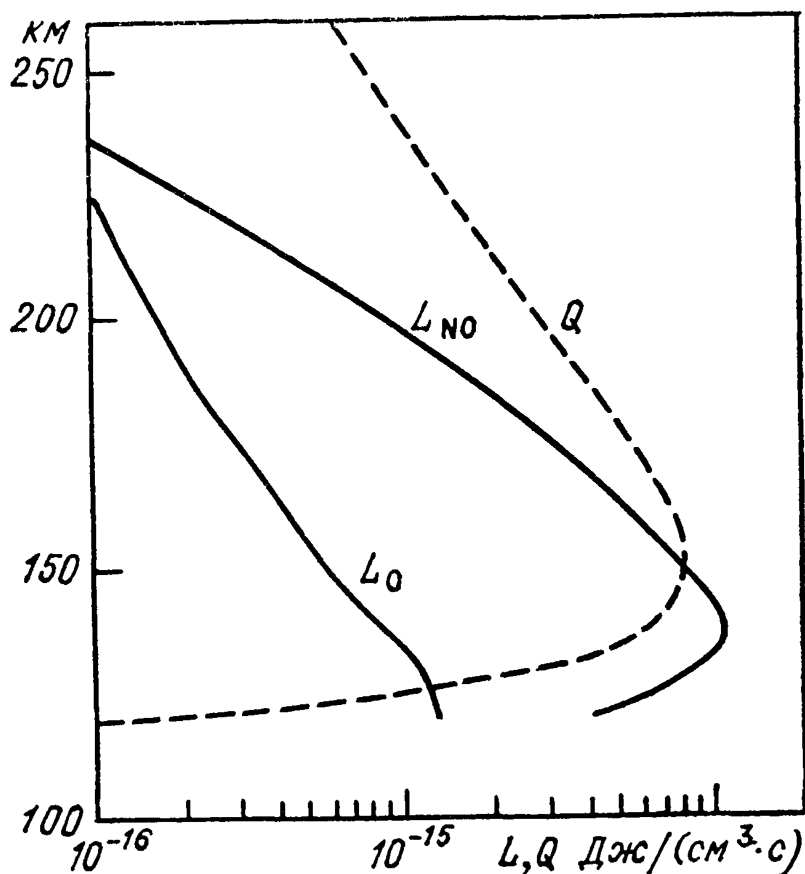


Рис. 18.2.2. Скорость нагревания (Q) и охлаждения (L) за счет излучения на $\lambda=63$ мкм (L_O) и за счет излучения на $\lambda=5{,}3$ мкм (L_{NO}).

Формула для $L_O[O]$ соответствует условиям оптически тонкой среды для излучения 63 мкм; в более общем случае следует учитывать поправку $(1-X)$ (см. [2]).

Для электронного газа, имеющегося в верхней атмосфере, основными процессами охлаждения являются неупругие соударения с молекулами N_2 и O_2, сопровождающиеся возбуждением вращательных и колебательных уровней. Потери энергии (эВ/(см³·с) за счет вращательного возбуждения определяются соотношениями

$$L_{rot\,N_2} = 2\cdot10^{-11}n_e[N_2]\frac{(T_e-T_n)}{T_e^{1/2}}, \quad (18.2.5)$$

$$L_{rot\,O_2} = 7\cdot10^{-14}n_e[O_2]\frac{(T_e-T_n)}{T_e^{1/2}}. \quad (18.2.6)$$

В табл. 18.2.1 представлены значения скорости потери энергии электронами на колебательное возбуждение N_2. Этот канал охлаждения электронного газа наиболее важен в ионосфере при высоких температурах.

Таблица 18.2.1

T К	$L_e/(n_e[N_2])$ эВ/(см³·с)	T К	$L_e/(n_e[N_2])$ эВ/(см³·с)
200	$3\cdot10^{-19}$	2500	$1\cdot10^{-11}$
300	$7\cdot10^{-17}$	3000	$5\cdot10^{-11}$
500	$7\cdot10^{-15}$	3500	$1\cdot10^{-10}$
1000	$2\cdot10^{-13}$	4000	$3\cdot10^{-10}$
1500	$8\cdot10^{-13}$	4500	$2\cdot10^{-9}$
2000	$2\cdot10^{-12}$	5000	$7\cdot10^{-9}$

Возбуждение тонкой структуры атомного кислорода может быть важным каналом стока энергии для электронного газа. На рис. 18.2.3 представлена константа скорости потери энергии L_O^e/n_e [O] в зависимости от температуры электронов при различных температурах нейтрального газа.

На больших высотах важным становится охлаждение электронов за счет соударений с ионами, которое определяется соотношением

$$L^e_{X^+} = 7{,}7\cdot10^{-6}n_e[X^+]\frac{T_e-T_i}{M_{X^+}T_e^{3/2}}, \quad (18.2.7)$$

где M_{X^+} — масса иона в атомных единицах.

Охлаждение ионов происходит в основном за счет соударений с нейтральными частицами, частоты которых были представлены в п. 17.2.

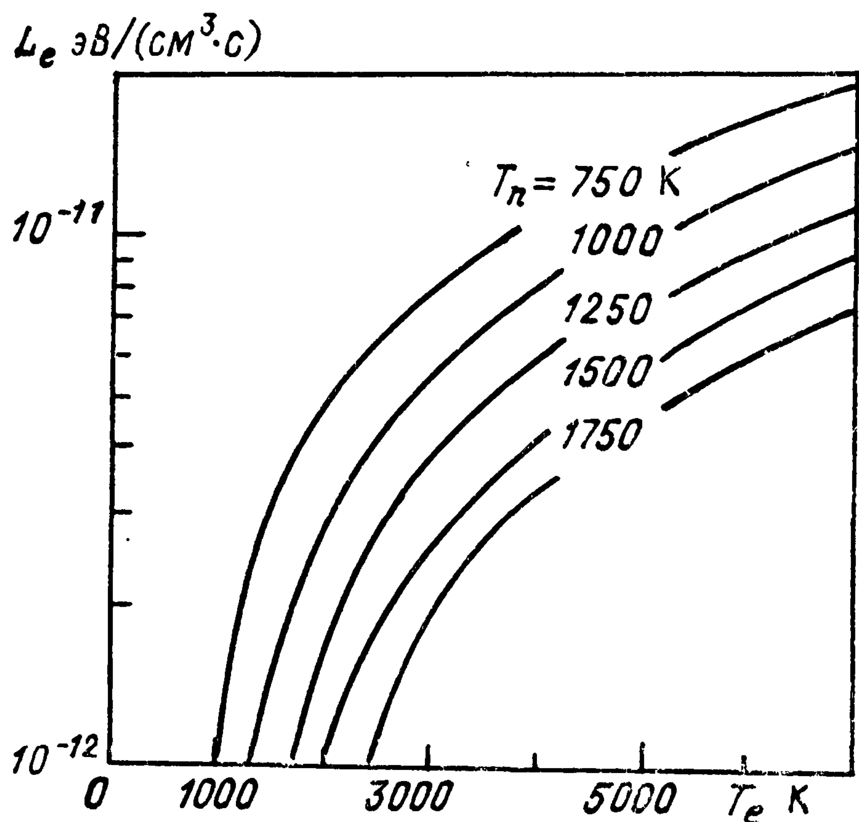


Рис. 18.2.3. Скорость охлаждения электронов (L_e) на атомах O в зависимости от температуры электронов (T_e) и нейтрального газа (T_n).

18.3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Уравнение теплового баланса для верхней атмосферы в одномерном приближении можно представить в виде

$$nc_p\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\left\{\lambda\frac{\partial T}{\partial z} + nmc_pK_e'\left(\frac{\partial T}{\partial z}+\frac{g}{c_p}\right)\right\} - V_bnc_p \times$$
$$\times\frac{\partial T}{\partial z} - V\left(nc_p\frac{\partial T}{\partial z} + mng\right) + Q + Q_T - L_{NO} - L_O, \quad (18.3.1)$$

где λ — коэффициент теплопроводности, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, V_B — скорость «барометрического дыхания» верхней атмосферы, V — скорость вертикального среднемассового движения, Q_T — скорость нагревания за счет диссипации турбулентной энергии, K_e' — коэффициент турбулентной теплопроводности.

Первый член в правой части уравнения (18.3.1) учитывает молекулярную и турбулентную теплопроводность. Второй член описывает перенос тепла за счет расширения или сжатия верхней атмосферы при сохранении барометрического закона распределения плотности. Скорость такого движения определяется соотношением

$$v_b = T(z)\int_{z_0}^{z}\frac{1}{T^2(z')}\frac{\partial T(z')}{\partial t}dz'. \quad (18.3.2)$$

Третий член описывает перенос тепла за счет вертикального среднемассового движения со скоростью, определяемой дивергенцией горизонтальных скоростей:

$$V = \frac{1}{n}\int\left[\frac{\partial}{\partial x}(nu) + \frac{\partial}{\partial y}(nv)\right]dz, \quad (18.3.3)$$

где u и v — меридиональная и зональная составляющие скорости горизонтального переноса (скорости ветра). Скорость турбулентного нагревания Q_T складывается из вязкой диссипации турбулентной энергии [1]

$$Q_д = K_e''(\partial v/\partial z)^2, \quad (18.3.4)$$

где K_e'' — коэффициент турбулентной вязкости, и из работы сил плавучести (архимедовых сил)

$$Q_q = \rho K_e'\frac{g}{T}\left(\frac{\partial T}{\partial z}+\frac{g}{c_p}\right). \quad (18.3.5)$$

Турбулентная теплопроводность и диссипация турбулентной энергии имеют место в самой нижней части термосферы и в мезосфере, однако, поскольку во всей верхней атмосфере процессы переноса являются определяющими для теплового баланса (т. е. нигде нет локального теплового равновесия), то влияние турбулентности сказывается и на бо́льших высотах.

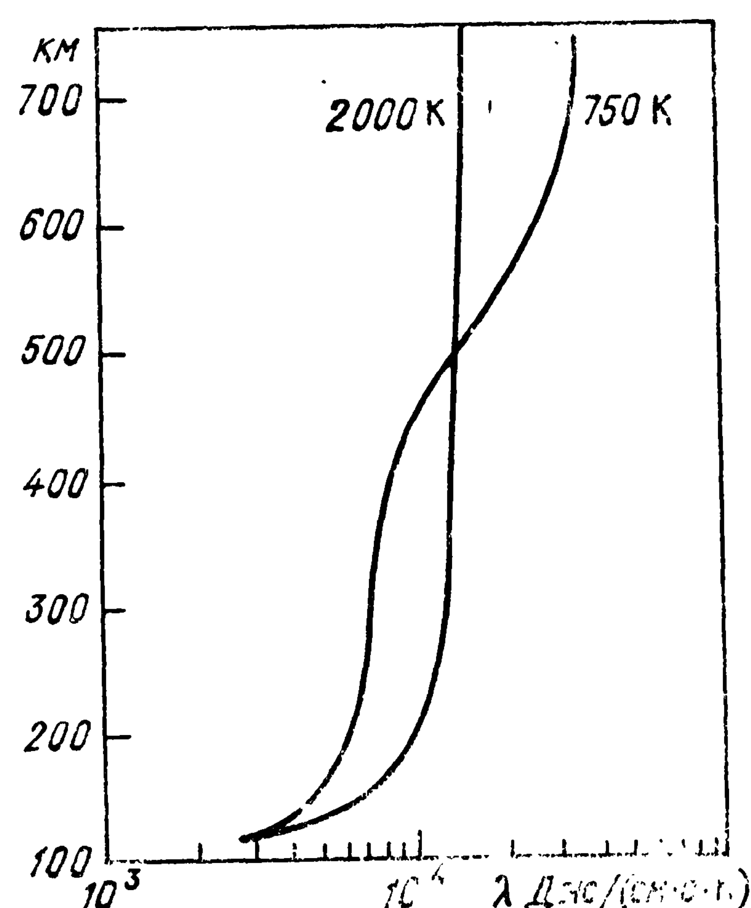


Рис. 18.3.1. Высотный профиль коэффициента теплопроводности для двух значений экзосферной температуры.

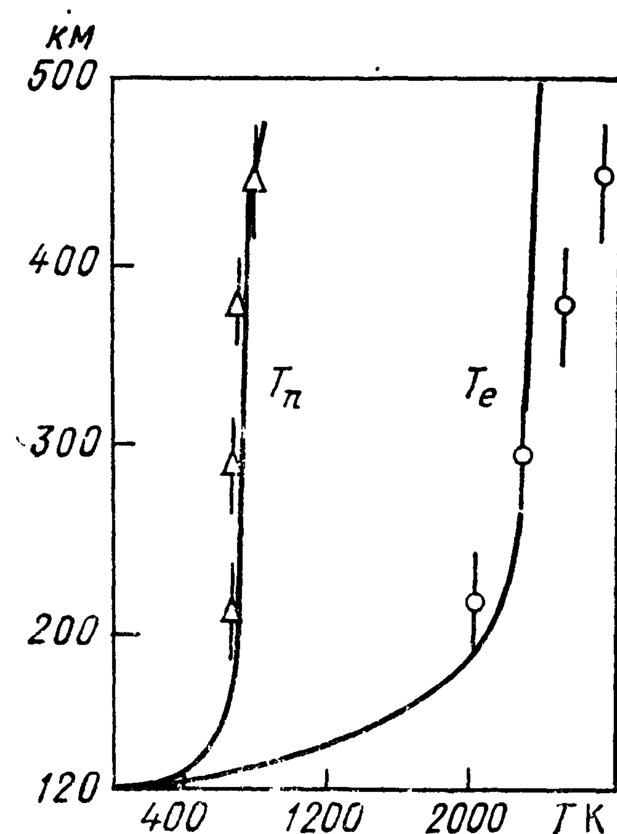


Рис. 18.3.2. Сравнение теоретических и экспериментальных значений T_n и T_e.

$F_{10,7}=70$, $\delta=+23$, $\varphi=55°$ с. ш., 12 ч по местному времени.

Высотный профиль температуры в среднеширотной верхней атмосфере, как это видно из рис. В.1, можно условно разделить на три части: область минимума (90—100 км), область большого положительного градиента (120—180 км) и область выхода на изотермию (выше 180 км). Конечно, указанные границы областей меняются в зависимости от условий.

Диссипация турбулентной энергии, выхолаживание за счет инфракрасного излучения окиси азота, атомного кислорода — все эти процессы существенны в области высот менее 140—160 км, а на бо́льших высотах основным процессом является теплопроводность. Коэффициенты теплопроводности λ (эрг/(см·с·К)) в атомном и молекулярном кислороде и в молекулярном азоте имеют следующие значения: $\lambda_O = 75{,}9\ T^{0,69}$; $\lambda_{O_2} = 39\ T^{0,69} + 2{,}55\ T + 92{,}7$; $\lambda_{N_2} = 38{,}2\ T^{0,69} + 1{,}9\ T + 51{,}4$.

Высотный профиль суммарного коэффициента теплопроводности представлен на рис. 18.3.1 [2] для двух значений экзосферной температуры, соответствующих условиям низкой и высокой солнечной активности. Сильное изменение коэффициента теплопроводности на больших высотах при низкой экзосферной температуре обусловлено изменением состава, состоящим прежде всего в увеличении доли гелия и водорода, коэффициенты теплопроводности которых λ (эрг/(см·с·К)) имеют следующие значения: $\lambda_H = 379\ T^{0,69}$, $\lambda_{He} = 299\ T^{0,69}$, и значительно превосходят λ_O, λ_{O_2}, λ_{N_2}.

Интегрирование уравнения теплового баланса (18.3.1) может быть выполнено только численными методами и даже в этом случае представляет собой весьма сложную задачу. Однако в настоящее время теоретические расчеты позволяют для условий средних широт получить высотные профили температуры, которые достаточно хорошо согласуются с наблюдаемыми (рис. 18.3.2) [10].

На рис. 18.3.3 приведено сопоставление теоретических и наблюдаемых вариаций экзосферной температуры с ростом солнечной активности [10].

Нетрудно показать, что приведенная во введении эмпирическая формула высотного распределения температуры соответствует решению уравнения теплового баланса в случае, когда в нем учитывается только молекулярная теплопроводность и нагревание — охлаждение в виде экспоненциальной зависимости.

Однако формула Бейтса неплохо воспроизводит изменение температуры в области ее максимального градиента. Заметим, кроме того, что для более строгого анализа теплового баланса на высотах менее 100 км — в мезосфере — необходимо учитывать инфракрасное излучение CO_2, а также выделение энергии в различных экзотермических реакциях. Подробно эти вопросы рассматриваются в части, посвященной средней атмосфере.

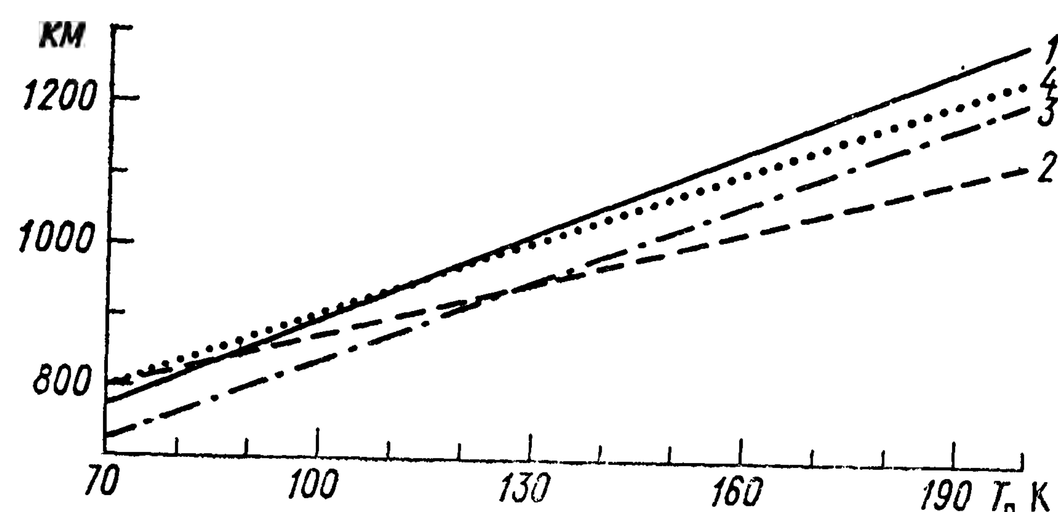


Рис. 18.3.3. Сравнение теоретической (*1*) и наблюдаемой (*2—4*) температуры экзосферы при разной солнечной активности в соответствии с различными моделями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Изаков М. Н. — Космические исследования, 1977, т. 15, с. 248.
2. Banks P. M., Kockarts G. Aeronomy. — New York and London: Academic Press, 1973, part B, p. 15.
3. Ebel A. — J. Atm. Terr. Phys., 1984, v. 46, p. 727.
4. Fernando R. P., Smith I. W. M. — Chem. Phys. Lett., 1979, v. 66, p. 218.
5. Grossman K. U., Offerman D. — Nature, 1978, v. 276, p. 594.
6. Kockarts G. In: Atmospheres of Earth and the Planets/ Ed. by B. M. McCormac. — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1975, v. 235.
7. Kockarts G. — Geoph. Res. Lett., 1980, v. 7, p. 137.
8. Kockarts G., Peetermans W. — Planet. Space Sci., 1970, v. 18, p. 271.
9. Torr M. R., Torr D. G. — J. Geoph. Res., 1980, v. 85, p. 6819.
10. Vlasov M. N., Kolesnik A. G. — Solar-Terrestrial Predictions Proceedings, 1979. v. 4, p. 54.

Глава 19. ПЛОТНОСТЬ, СОСТАВ, ДИНАМИКА

Основная особенность состава верхней атмосферы заключается в переходе с увеличением высоты от области полного турбулентного перемешивания (гомосферы), где доля основных составляющих O_2 и N_2 не меняется, к области диффузионного разделения в поле силы тяжести (гетеросферы), в результате которого на больших высотах доминируют более легкие газы — сначала атомный кислород, а затем гелий и водород.

19.1. ДИФФУЗИЯ, ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, СРЕДНЕМАССОВЫЙ ПЕРЕНОС

Одним из основных процессов переноса в верхней атмосфере является молекулярная диффузия. Для описания этого процесса в верхней атмосфере широко используется приближение диффузии малой примеси ($n_1 \ll n_2$), при котором скорость диффузии в поле тяжести определяется формулой

$$V_d = -D_{12}\left[\frac{1}{n_1}\frac{\partial n_1}{\partial z} + (1+\alpha_T)\frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{\overline{H}_1}\right], \tag{19.1.1}$$

где α_T — коэффициент термодиффузии, D_{12} — коэффициент диффузии малой примеси (1) в окружающем газе (2), H_1 — шкала высот для компоненты n_1. В этом случае диффузионная скорость определяется градиентом малой примеси.

При диффузионном равновесии ($V_d = 0$) формула (19.1.1) приводит к барометрическому закону распределения n_1 по высоте:

$$n_1(z) = n_0 (T_0/T)^{1+\alpha_T} \exp\left(-\int_{z_0}^{z}\frac{dz}{\overline{H}_1}\right). \tag{19.1.2}$$

Однако приближение малой примеси, строго говоря, неприменимо для описания диффузии основных составляющих верхней атмосферы O, O_2 и N_2, поскольку их концентрации сравнимы. В этом случае следует использовать полную систему уравнений диффузии для трехкомпонентной смеси, в которой диффузионная скорость каждой компоненты зависит не только от собственного градиента, но и от градиентов других компонент [11].

Соответствующее выражение для диффузионного потока i-й компоненты в таком случае определяется уравнением

$$\Phi_i = n_i V_i = -\sum_j D_{ij}\left[\frac{\partial n_j}{\partial z} + \frac{n_j}{H_j} + \frac{n_j}{T}\frac{\partial T}{\partial z}\right], \tag{19.1.3}$$

где D_{ij} — коэффициент молекулярной диффузии i-й компоненты в трехкомпонентной смеси, который в этом случае является сложной комбинацией обычных бинарных коэффициентов диффузии, приведенных в главе 17 [11].

В самой нижней части термосферы и в мезосфере, наряду с молекулярной диффузией, действует и турбулентное перемешивание, которое принято описывать в рамках представлений турбулентной диффузии. В этом случае соответствующий поток может быть представлен в виде

$$\Phi_{iT} = n\cdot V_T = -K_T\left(\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{\overline{H}} + \frac{n_i}{T}\frac{\partial T}{\partial z}\right), \tag{19.1.4}$$

где K_T — коэффициент турбулентной диффузии. В случае установившегося равновесия ($V_T = 0$) из формулы (19.1.4) нетрудно получить барометрическое распределение, в котором в отличие от случая молекулярной диффузии (19.1.2) все компоненты будут распределены с одной и той же шкалой высот $\overline{H}$. В настоящее время данные о величине коэффициента турбулентной диффузии, его пространственных и временных изменениях весьма противоречивы и недостаточны. Наиболее широко используется следующее эмпирическое представление:

$$K_T = K_{max}\exp\left[-S_1(z-z_m)^2\right] \quad \text{при} \quad z > z_m,$$
$$K_T = (K_{max} - K_0)\exp\left[-S_2(z-z_m)^2\right] + K_0\exp\left[S_3(z-z_m)\right] \quad \text{при} \quad z \leqslant z_m, \tag{19.1.5}$$

где K_{max} — максимальное значение коэффициента турбулентной диффузии, z_m — высота максимума K_T, K_0, S_1, S_2 и S_3 — эмпирические параметры. Пример высотного распределения

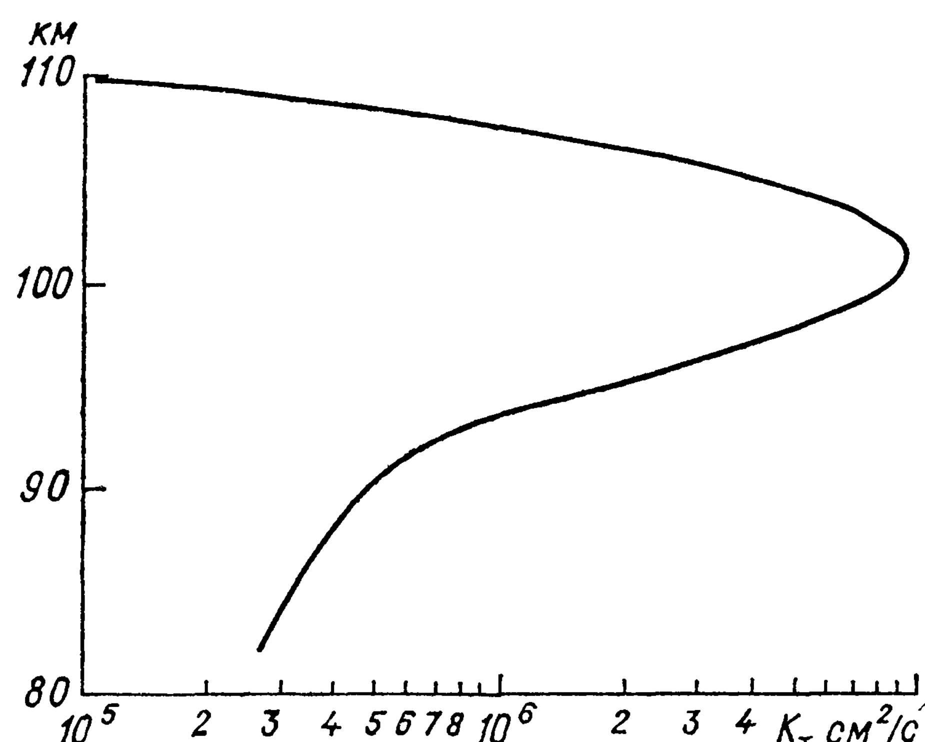


Рис. 19.1.1. Высотный профиль коэффициента турбулентной диффузии.

K_T дан на рис. 19.1.1 для значений параметров: $K_{max} = 10^7$ см²/с, $K_0 = 10^6$ см²/с, $z_m = 100$ км.

Что касается суточных, сезонных, широтных или каких-либо других вариаций, то этот вопрос пока изучен крайне слабо. Среднемассовый перенос в верхней атмосфере действует на всех высотах как в вертикальном, так и в зональном и меридиональном направлениях.

Уравнение движения имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V}(\nabla \mathbf{V}) = -2\Omega\times\mathbf{V} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \frac{\mu}{\rho}\nabla^2\mathbf{V} - \nu_{ni}(\mathbf{V}-\mathbf{V}_i), \tag{19.1.6}$$

где Ω — угловая скорость вращения Земли. В статической атмосфере ($V = 0$) уравнение (19.1.6) сводится к уравнению гидростатики (см. введение) и к барометрическому закону изменения с высотой давления и концентрации. Если рассматривать стационарную атмосферу, в которой сила Кориолиса уравновешивается градиентом давления (так называемое геострофическое приближение), то скорость горизонтального среднемассового движения будет определяться из уравнений

$$-2\Omega u\sin\varphi = \frac{1}{\rho}\frac{dp}{dy}; \quad 2\Omega v\sin\varphi = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}. \tag{19.1.7}$$

Такое приближение в определенной степени соответствует условиям в мезосфере. Однако в термосфере для расчетов скорости среднемассового горизонтального движения используются более полные уравнения движения в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega u\sin\varphi - \nu_{ni}u\sin^2 I, \tag{19.1.8}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega v\sin\varphi - \nu_{ni}v, \tag{19.1.9}$$

где I — магнитное наклонение.

Примерная картина циркуляции в среднеширотной термосфере, рассчитанная на основе численного интегрирования уравнений (19.1.8) и (19.1.9), приведена на рис. 19.1.2.

Что касается вертикального переноса, который оказывает особо сильное влияние на высотные распределения компонент верхней атмосферы и на тепловой баланс, то скорость его на несколько порядков меньше скорости горизонтального ветра. В [1] было теоретически показано, что барометрическое распределение плотности может сохраняться не только в условиях гидростатики, но и при наличии вертикального среднемассового движения, скорость которого меняется по закону

$$w(z) = A/\rho(z). \qquad (19.1.10)$$

Такая зависимость в последнее время широко используется для моделирования влияния среднемассового переноса на состав верхней атмосферы.

важную роль, наряду с молекулярной диффузией, играет турбулентная. На рис. 19.2.2 приведен высотный профиль [O], рассчитанный по модели [2]. Высотное распределение молекулярного кислорода гораздо меньше отличается от распределения, соответствующего барометрическому закону, чем распределение атомного кислорода, но наиболее близко к барометрическому распределение молекулярного азота. На рис. 19.2.3 приведено высотное распределение всех трех основных составляющих верхней атмосферы, из которого видно, что в области высот 80—100 км доминируют молекулярные составляющие O_2 и N_2, на высоте около 120 км концентрации O и O_2 сравниваются и выше этого уровня доминируют O и N_2, а на высотах более 200 км основной составляющей становится атомный кислород.

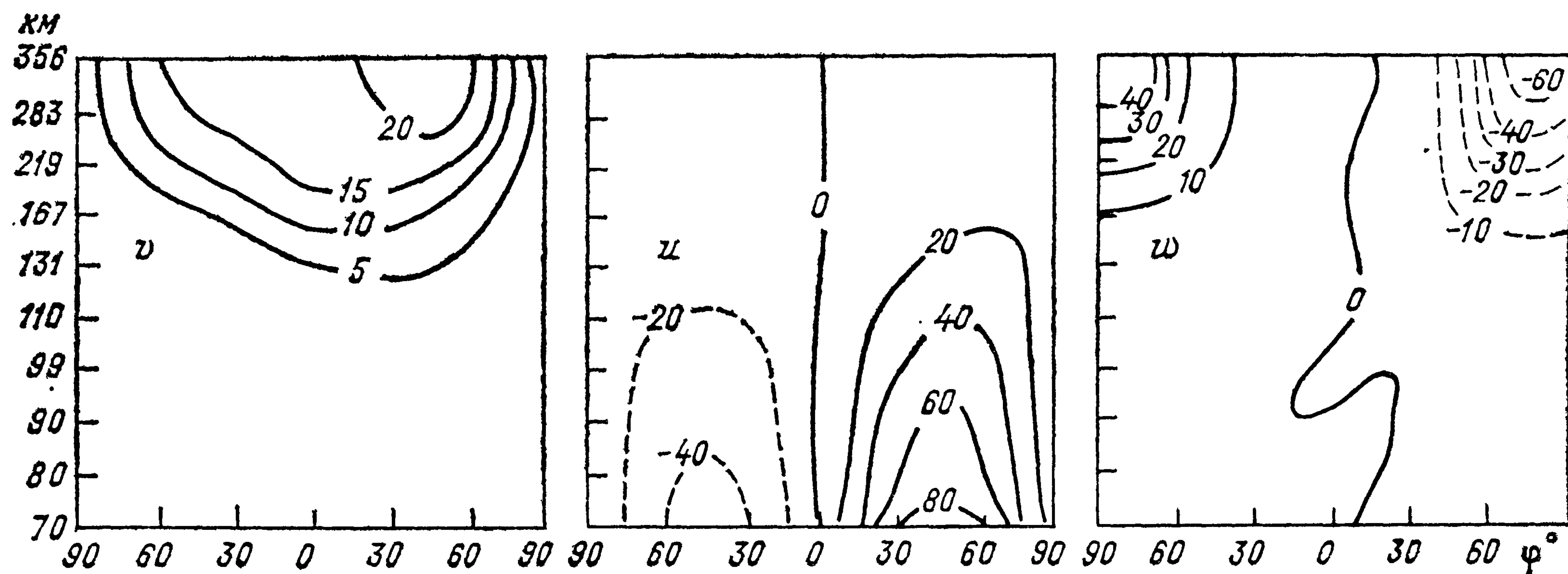


Рис. 19.1.2. Циркуляция в среднеширотной термосфере.

В связи с малостью вертикальных скоростей переноса их измерения крайне затруднены. При определении вертикальной скорости по формуле (18.3.3) с использованием результатов измерений скорости горизонтального ветра в нижней термосфере и мезосфере получаются явно завышенные значения.

19.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ

Основные нейтральные составляющие верхней атмосферы в области высот 80—500 км (O, O_2 и N_2) отличаются прежде

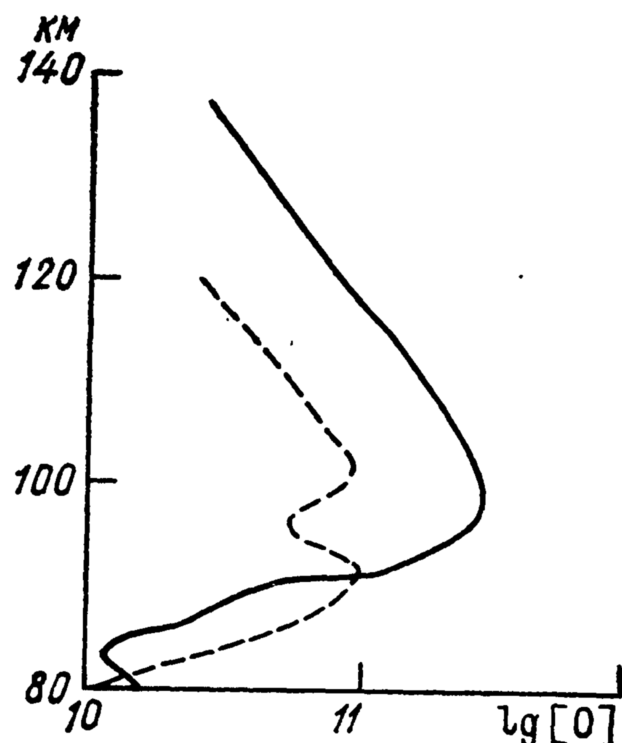


Рис. 19.2.1. Высотные профили концентрации атомного кислорода по данным эксперимента.

всего тем, что две из них — O и O_2 — тесно связаны фотохимическими процессами (фотодиссоциация O_2 и рекомбинация атомов O см. п. 17.1 и 17.3), а третья — N_2 практически инертна. Наиболее изменчивой и химически активной из основных составляющих является атомный кислород. На рис. 19.2.1 приведены экспериментальные высотные профили концентрации атомного кислорода, полученные в [6, 7]. Эти профили характеризуются наличием максимума в области высот 90—100 км, выше которого концентрация уменьшается с высотой. Однако, как правило, это уменьшение даже достаточно далеко от области максимума не соответствует барометрическому закону [9]. Это обстоятельство находит свое объяснение в рамках теоретической модели, основанной на системе уравнений многокомпонентной диффузии [2].

Образование максимума концентрации атомного кислорода происходит в результате совместного действия фотохимических процессов и диффузионного переноса. При этом

Эта картина является приближенной из-за наличия сильных вариаций состава верхней атмосферы, связанных прежде всего с изменениями интенсивности ультрафиолетового излучения, а также вариациями геомагнитного поля.

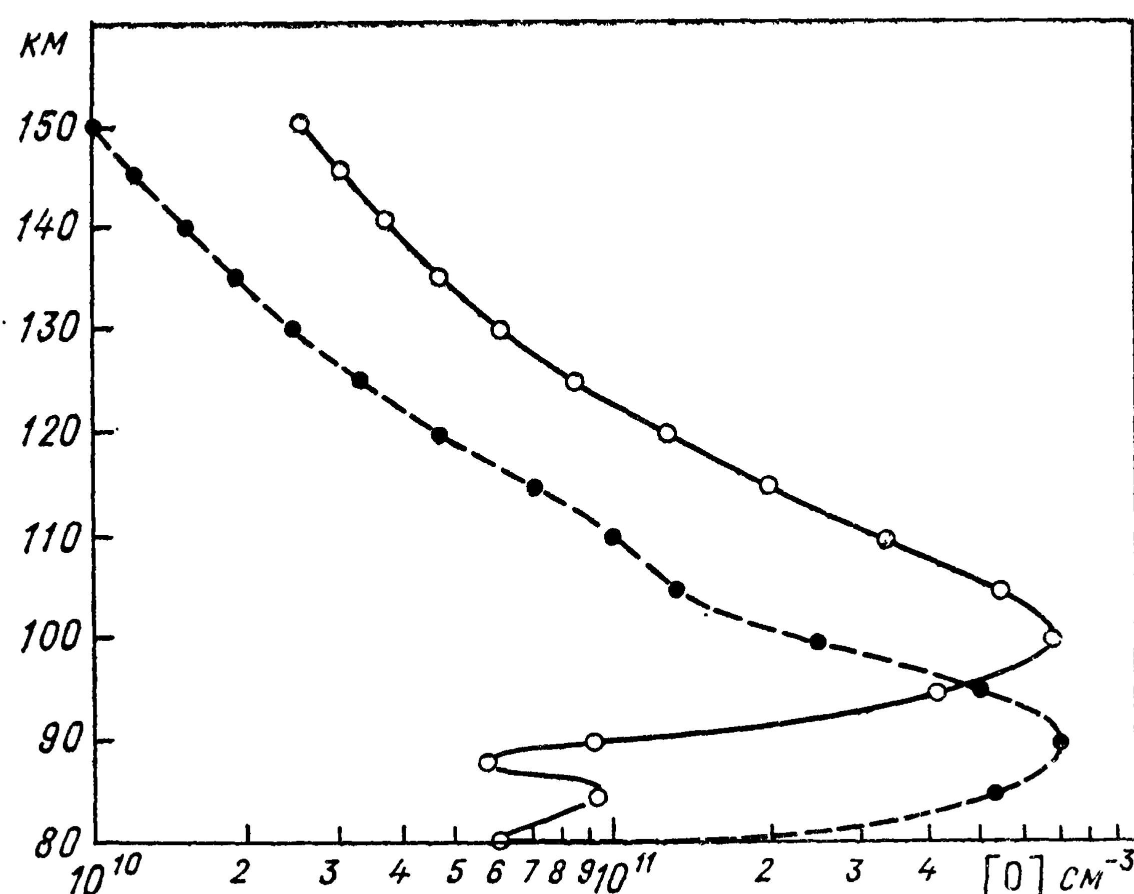


Рис. 19.2.2. Высотные профили концентрации атомного кислорода, рассчитанные по модели.

Изменения интенсивности солнечного ультрафиолетового излучения обусловливаются временем суток, широтой, сезоном и уровнем солнечной активности. Этим изменениям соответствуют вариации температуры, с которыми в значительной степени связаны и вариации состава. Основная тенденция этой связи заключается в том, что с повышением температуры возрастает доля молекулярных составляющих одновременно с увеличением суммарной плотности, что прямо вытекает из условия близости их распределения к барометрическому. Однако это лишь общая тенденция, на которую накладывается эффект динамических процессов. Амплитуда всех вариаций основных составляющих возрастает с высотой.

Кроме указанных выше вариаций, существует особый тип вариаций концентрации атомного кислорода — полугодовой, которому соответствуют минимумы зимой и летом и максимумы в равноденствие. При этом зимний минимум менее выражен, чем летний. Амплитуда этих вариаций составляет фактор 2 на высоте 120 км [5].

Наличие полугодовых вариаций атомного кислорода обусловлено совместными изменениями турбулентности и

среднемассового переноса — циркуляции, резкая перестройка которой происходит именно в равноденствие [3].

При геомагнитных возмущениях основной вклад энергии происходит в высоких широтах и связан с диссипацией энергии токов и высыпающихся частиц. Высокоширотное возмущение состава может затем распространяться в средние широты. Одновременно из-за резкого изменения глобального распределения поля давления и температуры меняется характер циркуляции. Изменения состава в условиях геомагнитных возмущений характеризуются, как правило, резким увеличением доли молекулярных составляющих на больших

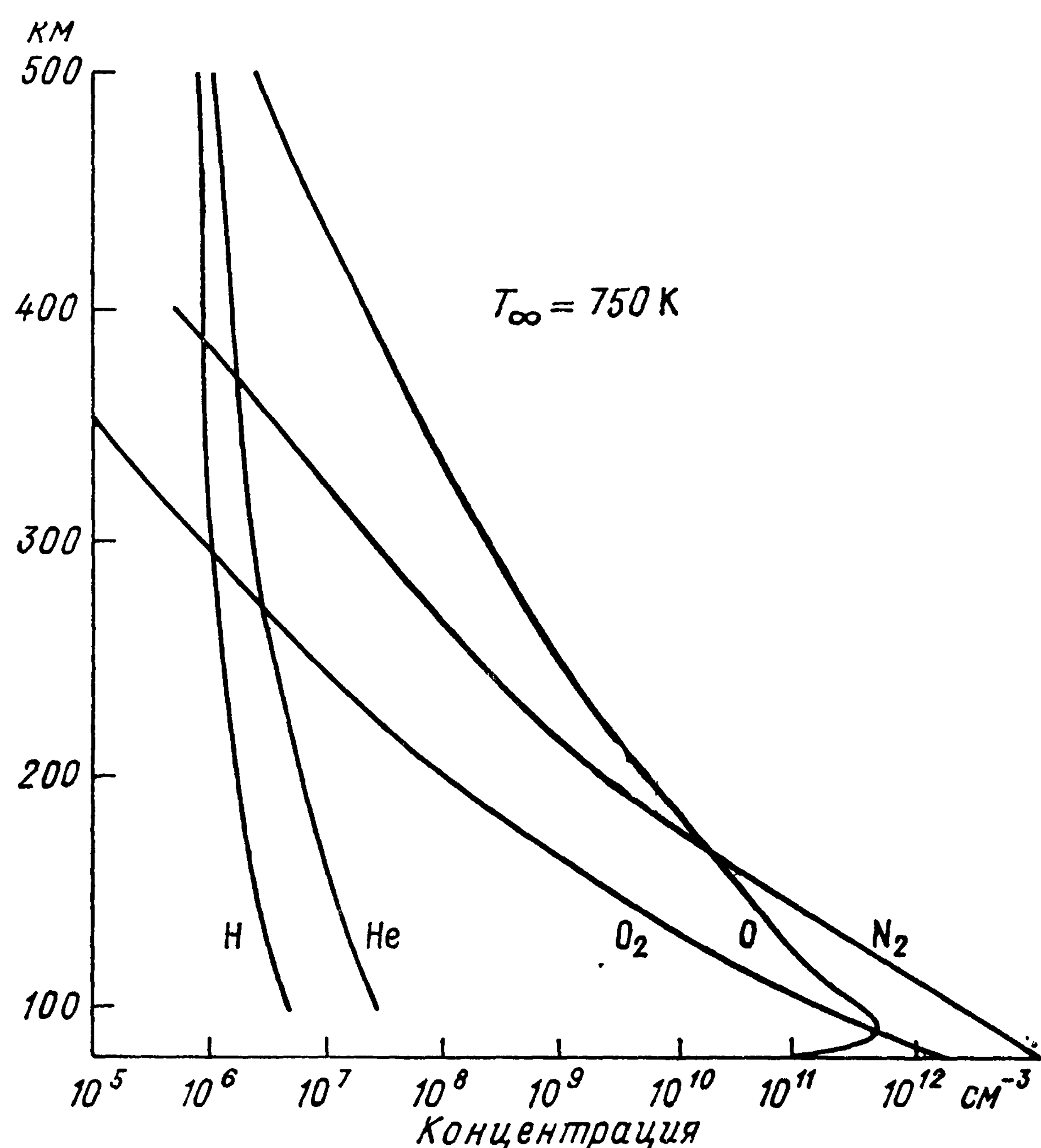


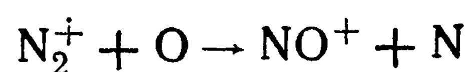
Рис. 19.2.3. Высотные распределения основных составляющих.

высотах при относительно малом увеличении суммарной плотности.

В высокоширотной верхней атмосфере вариации основных составляющих имеют гораздо более сложный характер и определяются структурой высокоширотных зон — полярного овала, полярной шапки и каспа.

19.3. МАЛЫЕ И ВОЗБУЖДЕННЫЕ КОМПОНЕНТЫ

Процессы фотодиссоциации и фотоионизации порождают в верхней атмосфере цепь реакций, которые приводят к образованию ряда малых и возбужденных компонент [9, 12]. Наиболее важными из малых составляющих в верхней атмосфере являются атомный азот и окись азота. Основными источниками атомного азота являются процессы рекомбинации ионов NO^+, N_2^+, ионно-молекулярная реакция



$$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$$

и фотодиссоциация N_2. Во всех этих процессах значительная доля атомов азота образуется в метастабильном состоянии $N^2(D)$. На рис. 19.3.1 приведены высотные профили скоростей образования атомного азота в этих процессах [10].

Реакция атомов $N(^2D)$ с молекулами O_2 (см. *R*10 в табл. 17.2.3) является главным источником окиси азота на высотах более 100 км. На меньших высотах в качестве источника окиси азота рассматривается реакция «горячих» атомов $O(^1D)$ с молекулами N_2. При этом горячие атомы образуются в результате фотодиссоциации O_2 излучением в континууме Шумана—Рунге. Исчезновение азота и окиси азота происходит по реакции их взаимодействия (см. *R*13 в табл. 17.2.3). Для окиси азота дополнительно следует учитывать фотодиссоциацию (см. п. 17.1).

Важнейшую роль в распределении окиси азота и атомного азота играет молекулярная и турбулентная диффузия. На рис. 19.3.2 приведены измеренные высотные профили [N] и [NO] и результаты теоретических расчетов. Из рисунка видно, что максимум концентрации окиси азота приходится на высоты 110—120 км, максимум атомного азота располагается гораздо выше и характер его высотного рас-

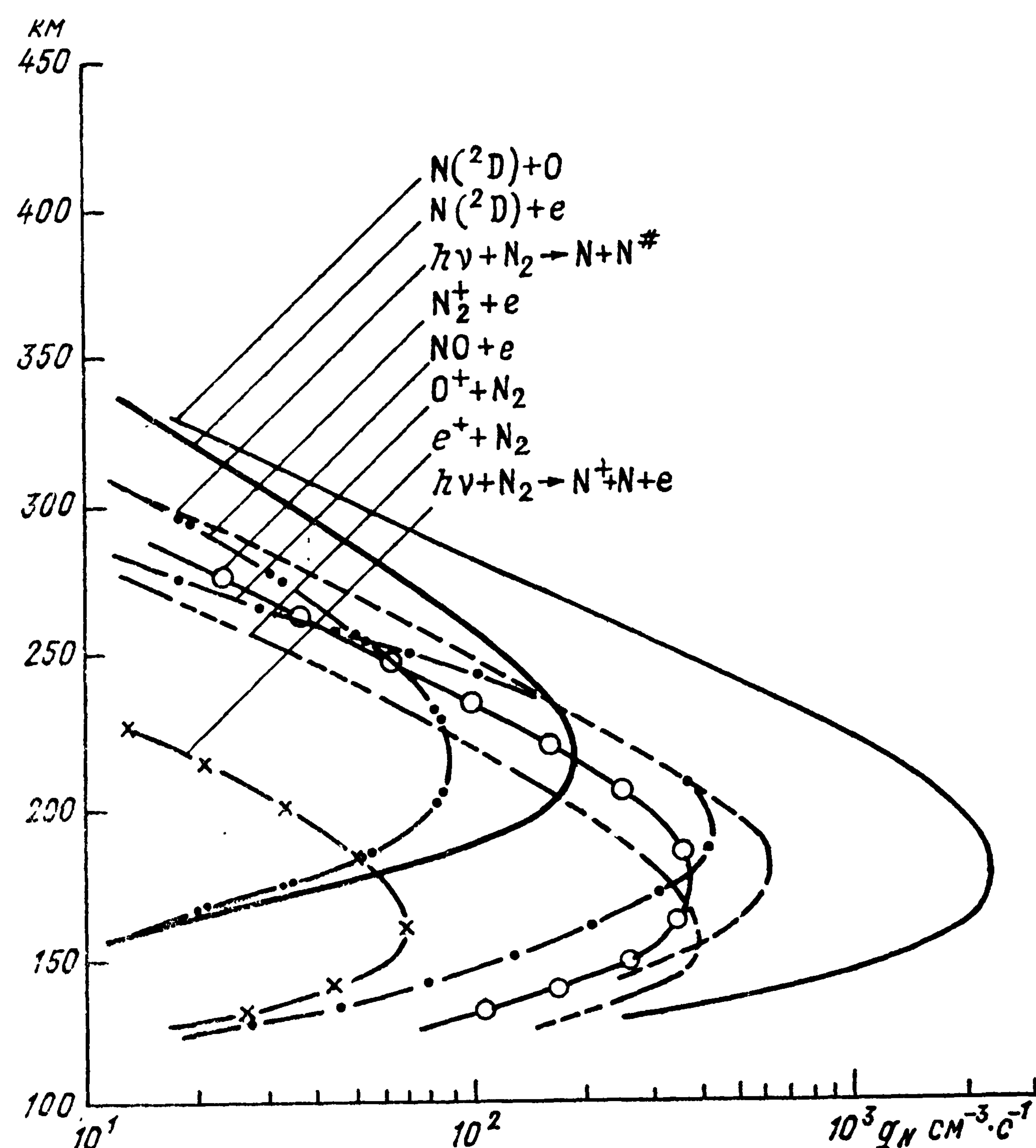


Рис. 19.3.1. Высотные распределения скорости образования атомного азота.

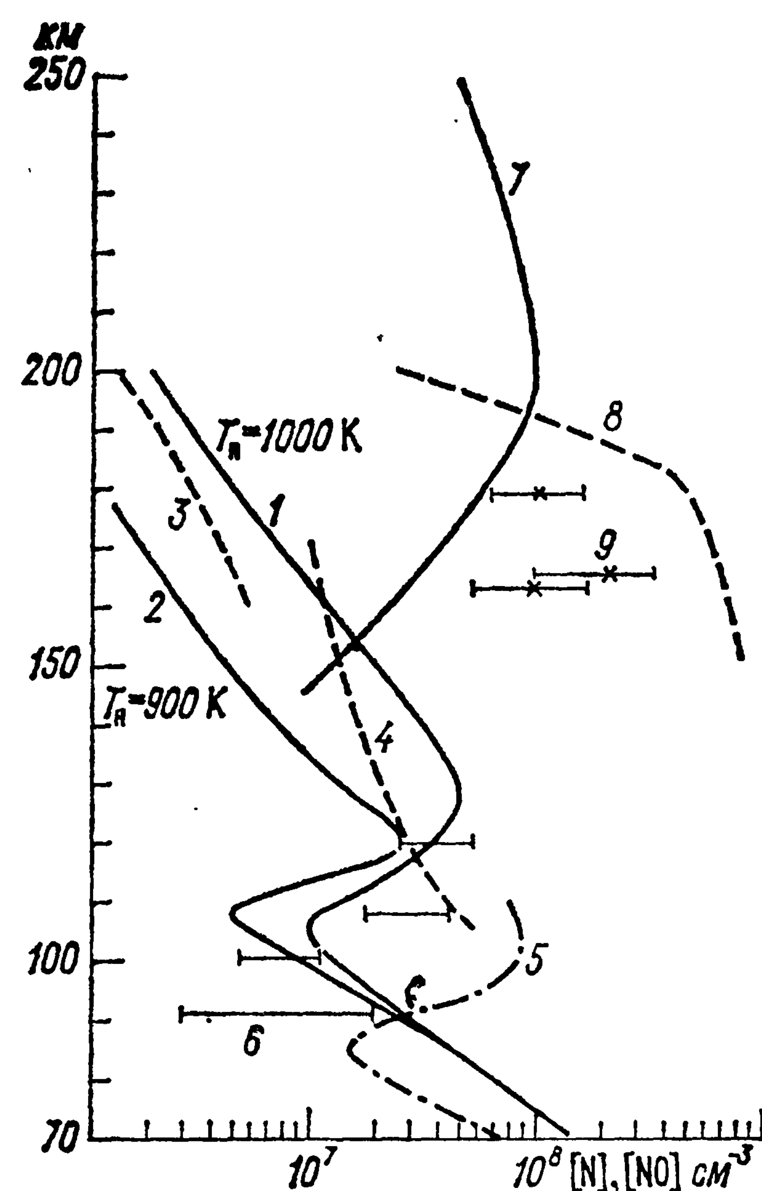


Рис. 19.3.2. Высотные профили концентрации NO (*1—6*) и N (*7—9*).

1, 2, 7 — теоретические результаты; *3—6, 8, 9* — данные эксперимента.

пределения весьма отличен. Качественно также изменение [N] и [NO] можно объяснить тем, что в области, где фотохимические и диффузионные процессы сравнимы (ниже максимума [N]), должно выполняться соотношение

$$q_1 + q_2 = 2\alpha_8 [N] [NO]. \qquad (19.3.1)$$

В области максимума содержание окиси азота испытывает небольшие суточные вариации. Согласно спутниковым

данным, широтные вариации концентрации окиси азота также невелики. Однако в высоких широтах концентрация окиси азота может резко возрастать: там действуют отличные от среднеширотных механизмы образования, обусловленные воздействием корпускулярных потоков. Главная особенность этих механизмов заключается в том, что в отличие от среднеширотных, в которых сначала образуются атомы азота, а затем окись азота, в высоких широтах возможно одновременное образование N и NO по реакции



$$O + N_2^{\#} \rightarrow NO + N \qquad (19.3.2)$$

благодаря значительному колебательному возбуждению молекул N_2. Реакция (19.3.2) действует в высоких широтах одновременно с обычными среднеширотными реакциями, но

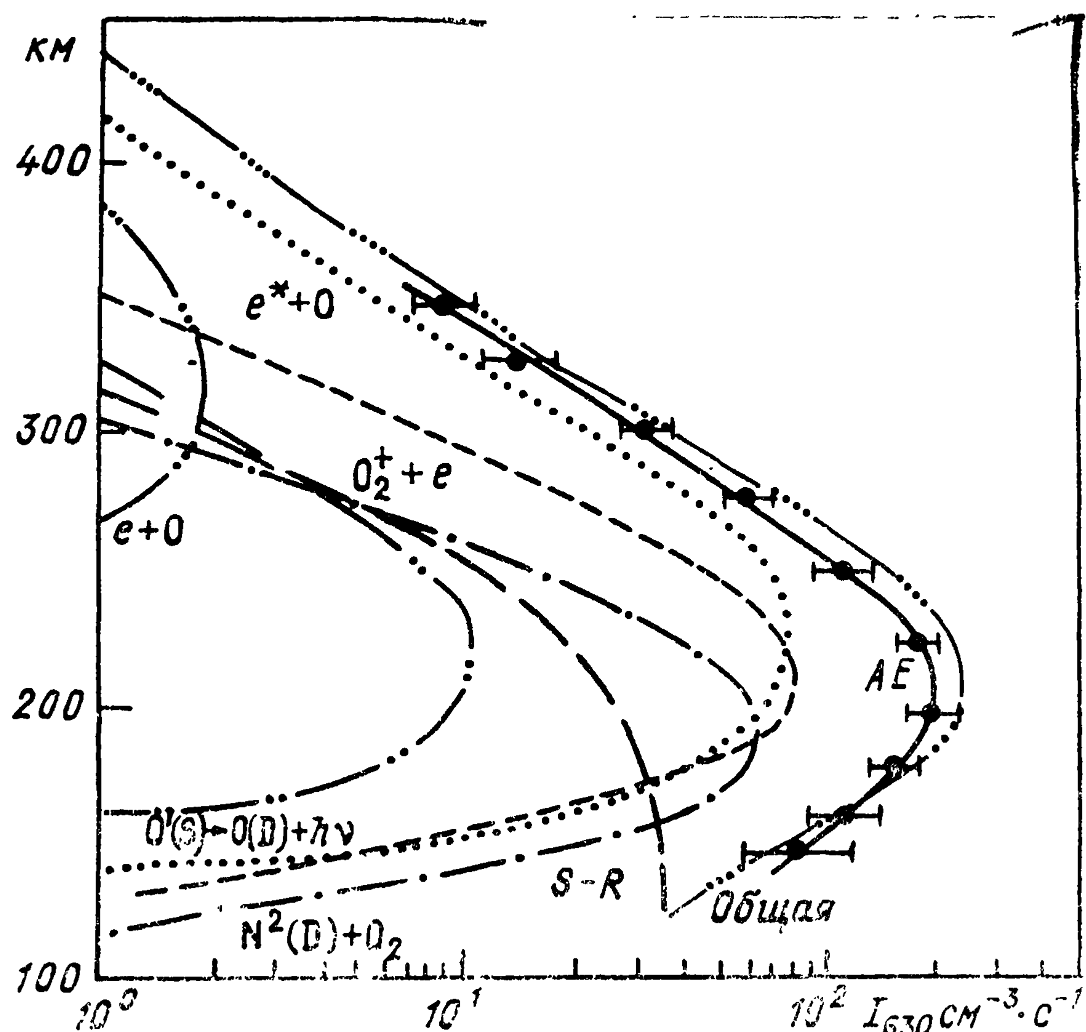


Рис. 19.3.3. Объемная интенсивность свечения 630 нм (I_{630}) за счет различных механизмов.

при этом вместо соотношения (19.3.1) мы будем иметь в том же приближении соотношения

$$[N] = \frac{q_1 - q_2}{2\alpha_9 [O_2]}, \qquad (19.3.3)$$

$$[NO] = \frac{(q_1 + q_2 + q_3)\,\alpha_9 [O_2]}{(q_1 - q_2)\,\alpha_8}, \qquad (19.3.4)$$

где q_1 — скорость образования атомов $N(^4S)$, q_2 — скорость образования атомов $N(^2D)$, $q_3 = \alpha_7^* [O] [N_2^*]$ — скорость образования N и NO по реакции (19.3.2). Из формул (19.3.3) и (19.3.4) видно, что в высоких широтах при условии $q_1 \sim q_2$ концентрация NO может быть очень велика. Именно это наблюдается в высоких широтах во время сильных высыпаний частиц. Следует подчеркнуть, что формулы (19.3.1), (19.3.3), (19.3.4) носят сугубо приближенный характер, поскольку на содержание N и NO практически на всех высотах большое влияние оказывают процессы переноса.

Распределение метастабильных атомов $N(^2D)$, которые играют главную роль в образовании окиси азота, подобно распределению атомов $N(^4S)$, однако их концентрация меньше из-за эффективного преобразования в NO. По этой же причине фотохимическое приближение применимо для расчетов высотного распределения этих атомов до высоты около 200 км. Эта высота может меняться в зависимости от условий.

Другой важной метастабильной компонентной верхней атмосферы являются атомы $O(^1D)$. Основными источниками их образования служат фотодиссоциация молекулярного кислорода излучением в континууме Шумана—Рунге, рекомбинация ионов O_2^+ и NO^+ и возбуждение фотоэлектронами (см. главу 17). На рис. 19.3.3 приведено распределение по высоте скорости образования атомов $O(^1D)$ за счет разных источников. Из рисунка видно, что в нижней термосфере доминирует фотодиссоциация, на больших высотах основной вклад вносит рекомбинация ионов, выше — возбуждение фотоэлектронами. Эти источники обусловливают обширную область присутствия атомов $O(^1D)$ в термосфере, как это видно из приведенного на рис. 19.3.3 высотного распределения их концентрации. Поскольку константы скоростей гашения атомов $O(^1D)$ молекулярным кислородом и азотом очень высоки, а время жизни составляет порядка 10^2 с относительно излучения, то концентрации этих метастабильных частиц не превышают 10^4 см$^{-3}$.

В высоких широтах особое значение приобретает возбуждение атомов $O(^1D)$ вторичными от высыпающихся электронами. При очень высоких значениях электронной температуры ($T_e \approx 5000$ К) или значительных отклонениях функции распределения электронов от максвелловской важную роль может играть возбуждение тепловыми электронами (красные дуги).

При гашении атомов $O(^1D)$ значительная доля их энергии идет на колебательное возбуждение молекулярного азота. Колебательно-возбужденный азот образуется также в реакции $R8$ (см. табл. 17.2.3) и в результате возбуждения фото- и тепловыми электронами. Наличие очень высоких сечений колебательного возбуждения азота электронным ударом приводит к тесной связи температуры электронов с колебательной температурой. Основным процессом, обеспечивающим $V - T$ релаксацию колебательного возбуждения в верхней атмосфере является гашение атомным кислородом (см. главу 17).

На высотах менее 150 км колебательное возбуждение не очень велико, но при этом заселенность колебательных уровней может отличаться от распределения Больцмана. На больших высотах распределение заселенностей близко к больцмановскому, однако при этом соответствующая колебательная температура может значительно отличаться от кинетической. Для расчетов T_v в этом случае можно использовать представление о среднем колебательном кванте ε, который определяется из условия

$$\sum_{i=0}^{\infty} i n_i = N\varepsilon, \qquad (19.3.5)$$

где i — номер уровня; n_i — концентрация молекул, возбужденных на i-й уровень; $N = \sum_{i=0}^{\infty} n_i$ — полная концентрация молекул. Колебательная температура связана с ε соотношением

$$T_v = -\theta/\ln\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}\right), \qquad (19.3.6)$$

где θ — температура, соответствующая энергии колебательного кванта, которая считается не зависимой от уровня (модель гармонического осциллятора).

Уравнение неразрывности для среднего колебательного кванта молекулярного азота с учетом молекулярной диффузии имеет вид

$$N\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\left(-DN\frac{\partial\varepsilon}{\partial z}\right) =$$

$$= jN + \left[(\varepsilon + 1)\,e^{-\theta/T_n} - \varepsilon\right] P_{10}[O], \qquad (19.3.7)$$

где j — вероятность образования колебательно-возбужденных молекул N_2, P_{10} — вероятность гашения молекул $N_2(v = 1)$ в результате столкновений с атомным кислородом (см. главу 17), D — коэффициент диффузии. Типичные примеры высотного распределения T_v, T_n и T_e приведены на рис. 19.3.4 [4]. Следует подчеркнуть, что наиболее значительное превышение T_v над T_n имеет место при высокой солнечной активности.

В высокоширотной верхней атмосфере возможны еще более высокие значения T_v, обусловленные повышением T_e и вторичными электронами.

В нижней термосфере и мезосфере существенны водородно-кислородные соединения, из которых наиболее важны вода и гидроксил. Примеры высотных распределений этих компонент даны в части II, поскольку основное содержание водородных составляющих сосредоточено в средней атмосфере.

Для верхней атмосферы представляет интерес прежде всего распределение содержания водорода, который на больших высотах становится основной составляющей верхней атмосферы. Распределение водорода в термосфере близко к барометрическому. В экзосфере имеет место убегание водорода из верхней атмосферы, которое обусловлено наличием в соответствии с распределением Максвелла значительной доли частиц, скорость которых превышает космическую (11 км/с). Аналогичная ситуация имеет место для гелия.

Скорость убегания может быть описана простым соотношением:

$$v_e = (g/2\pi^{1/2} r H^{1/2} (1 + H/r) e^{-r/H}, \qquad (19.3.8)$$

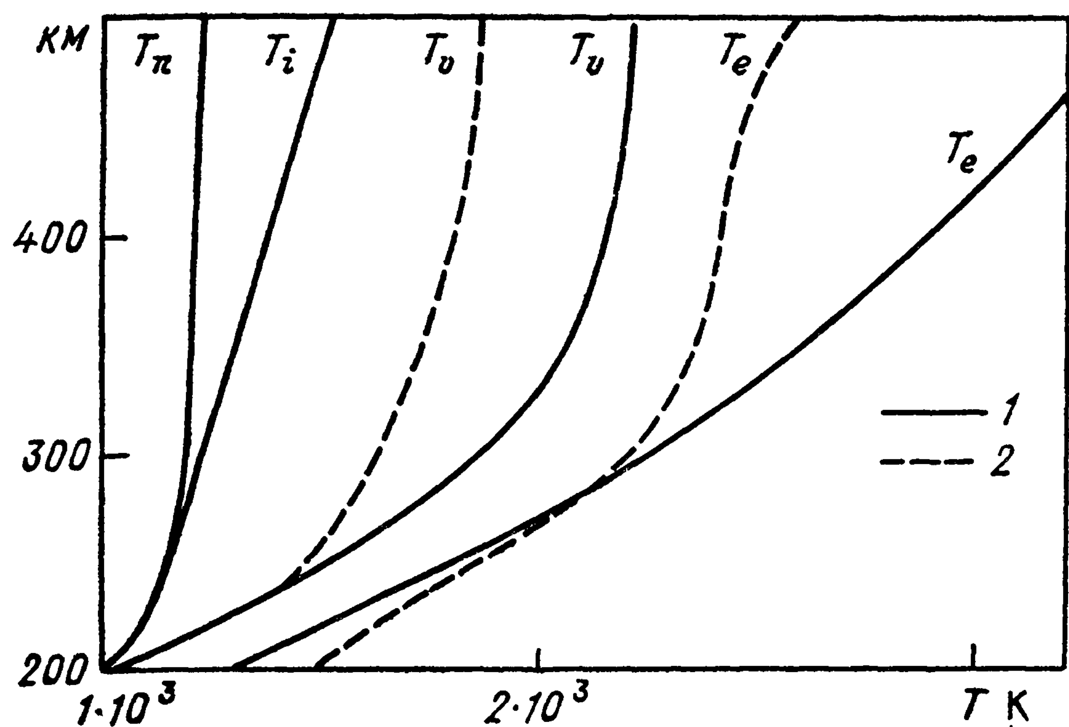


Рис. 19.3.4. Высотные профили колебательных температур, рассчитанных для разных условий.

1 — 9 июля 1969 г., *2* — 5 июня 1969 г.

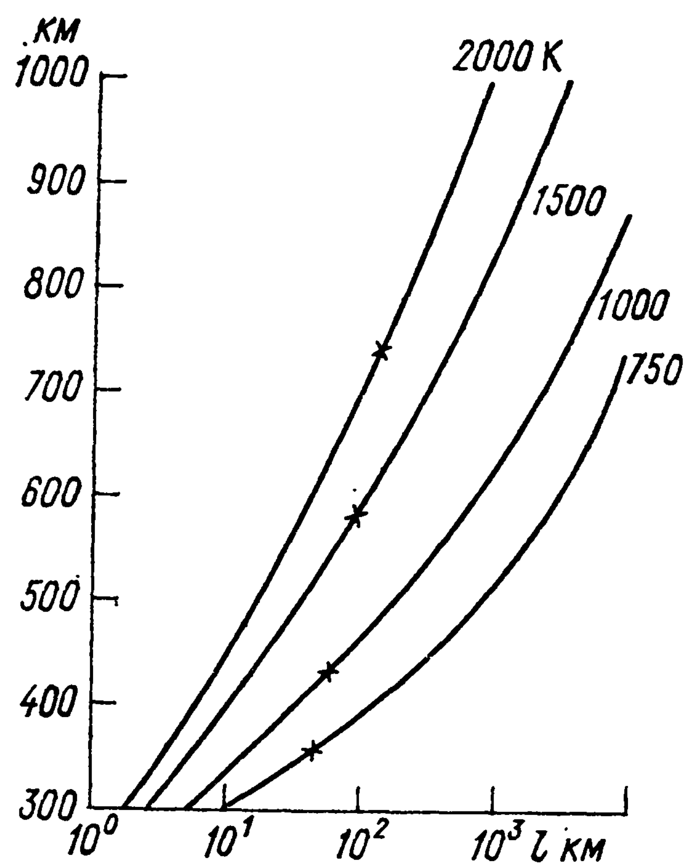


Рис. 19.3.5. Высотные изменения длины свободного пробега (l) атомов H при различных значениях температуры экзосферы.

где H — шкала высот данной компоненты и r — геоцентрическое расстояние. Скорость убегания сильно зависит от температуры и массы частиц. Так, при $T = 1000$ К на высоте 500 км для атомного водорода $v_e = 8{,}3\cdot10^2$ см/с, а для гелия $v_e = 1{,}27\cdot10^{-3}$ см/с. На этой же высоте, но при температуре 700 К для атомного водорода $v_e = 4{,}74\cdot10$ см/с, а для гелия $v_e = 1{,}8\cdot10^{-7}$ см/с. С повышением температуры скорость убегания сильно возрастает, и это обусловливает уменьшение концентрации водорода и гелия при больших экзосферных температурах.

Формула (19.3.8) является приближенной, поскольку не учитывает изменение функции распределения при наличии убегания частиц. Более точный анализ требует полного кинетического описания. На основе такого подхода можно получить функцию распределения частиц по скорости и затем с учетом частот соударений рассчитать длины свободного пробега в верхней атмосфере на разных высотах. Уровень, на котором длина свободного пробега сравнивается со шкалой высоты, называется критическим. На рис. 19.3.5 приведены [8] изменения с высотой длины пробега атомов водорода для разных экзосферных температур и здесь же помечены положения критического уровня. Как видно, с повышением температуры высота критического уровня возрастает прежде всего из-за увеличения частоты соударений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов М. Н., Давыдов В. Е. — Космические исследования, 1983, т. 21, с. 725.
2. Власов М. Н., Давыдов В. Е. — В сб.: Солнечно-атмосферные связи и магнитная активность. — М.: Гидрометеоиздат, 1984, с. 117.
3. Власов М. Н., Давыдов В. Е. — Космические исследования, 1986, т. 24, с. 864.
4. Власов М. Н., Изакова Т. М. — Доклады АН СССР, 1980, т. 254, с. 65.
5. Катюшина В. В., Иванов-Холодный Г. С. — Геомагнетизм и аэрономия, 1971, т. 11, с. 919.
6. Похунков А. А. В сб.: Исследования атмосферы и ионосферы в период повышенной солнечной активности. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970, с. 108—114.
7. Dickinson P. H. C. et al.— Proc. Roy. Soc., 1980, v. A369, p. 379.
8. Kockarts G. — Aeronomy. — New York and London: Academic Press, 1973, p. B.
9. Kockarts G. — COSPAR, Budapest, 1980.
10. Torr M. R., Torr D. G. — Rev. Space and Geophys., 1982, v. 20, p. 91.
11. Vlasov M. N., Davydov V. E. — J. Atm. Terr. Phys., 1982, v. 44, p. 641.
12. Vlasov M. N. — J. Atm. Terr. Phys., 1976, v. 38, p. 807.

Глава 20. ЗАРЯЖЕННЫЕ КОМПОНЕНТЫ

В среднеширотной верхней атмосфере заряженные частицы (электроны и ионы) образуются в результате воздействия солнечного коротковолнового излучения с длиной волны менее 102,7 нм (см. п. 17.1).

В высоких широтах возможна значительная ионизация верхней атмосферы в результате воздействия потоков высыпающихся энергичных частиц, прежде всего электронов с энергией от одного килоэлектронвольта до нескольких десятков килоэлектронвольт.

20.1. ОБЛАСТЬ *E*

Область *E* повышенного содержания заряженных частиц располагается на высотах 90—130 км. К основным процес-

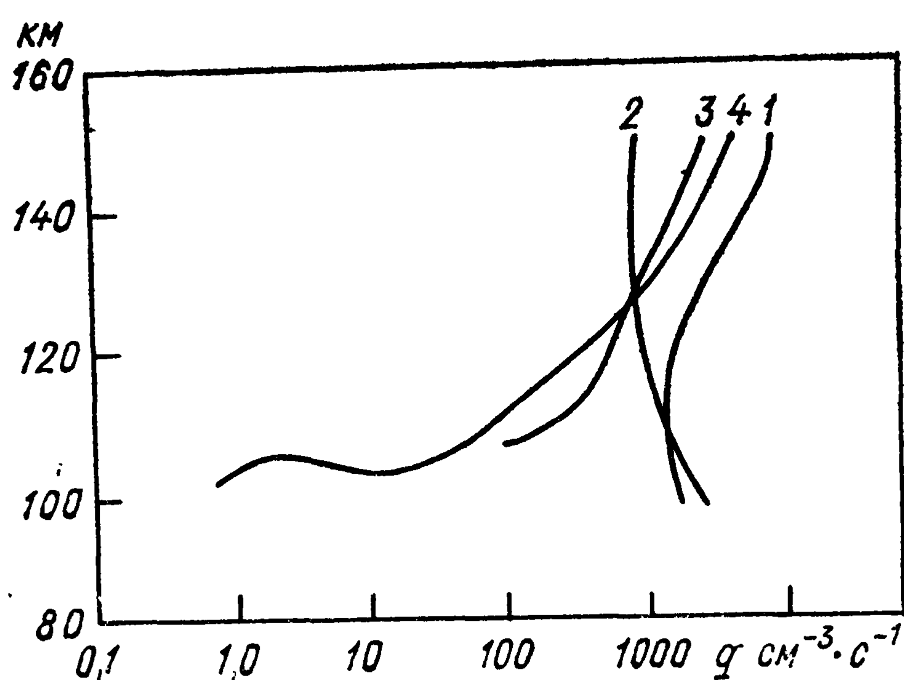


Рис. 20.1.1. Скорость ионизации (q) в области *E* при условии низкой солнечной активности.

1 — суммарная скорость ионизации, 2—4 — скорость образования ионов O_2^+ $\left(q_{O_2^+}\right)$, O^+ (q_{O^+}) и N_2^+ $\left(q_{N_2^+}\right)$ соответственно.

сам, приводящим к образованию области *E* ионосферы, относятся следующие: ионизация молекулярного кислорода солнечным рентгеновским излучением в области длин волн 10 нм $> \lambda >$ 3,1 нм и излучением лайман-β (102,6 нм), а также излучением с длиной волны менее 91 нм, ионизация молекулярного азота и атомного кислорода рентгеновским излучением в области 10 нм $> \lambda >$ 3,1 нм и ионизация атомного кислорода излучением с $\lambda <$ 91 нм. Под действием этих процессов образуются первичные ионы: O^+, N_2^+, O_2^+.

На рис. 20.1.1 приведены высотные профили скорости образования первичных ионов в области *E* для условий низкой солнечной активности. Из рисунка видно, что в области *E* образуется довольно много ионов N_2^+, однако как показывают наблюдения, равновесная концентрация этих ионов крайне мала. В то же время одним из основных ионов области *E* является ион NO^+, который практически не образуется в значительных количествах при первичной ионизации солнечным излучением компонент верхней атмосферы на высотах области *E*. Основным источником ионов NO^+ являются очень быстрые ионно-молекулярные реакции (*R*24, *R*29, *R*30 и *R*31 по табл. 17.2.3), в процессе которых ионы O^+, N_2^+ и O_2^+ преобразуются в ионы NO^+. Первичные ионы O^+ преобразуются в ионы O_2^+ в реакции перезарядки *R*22. На рис. 20.1.2 и 20.1.3 приведен пример высотного дневного распределения концентрации заряженных частиц в областях *E* и *E1*. Из рисунков видно, что молекулярные ионы NO^+ и O_2^+ являются доминирующими в области *E*. В дневное время в области *E* достаточно хорошо выполняются условия фотохимического равновесия.

В ночное время существование заряженных частиц в области *E* поддерживается за счет ионизации рассеянным

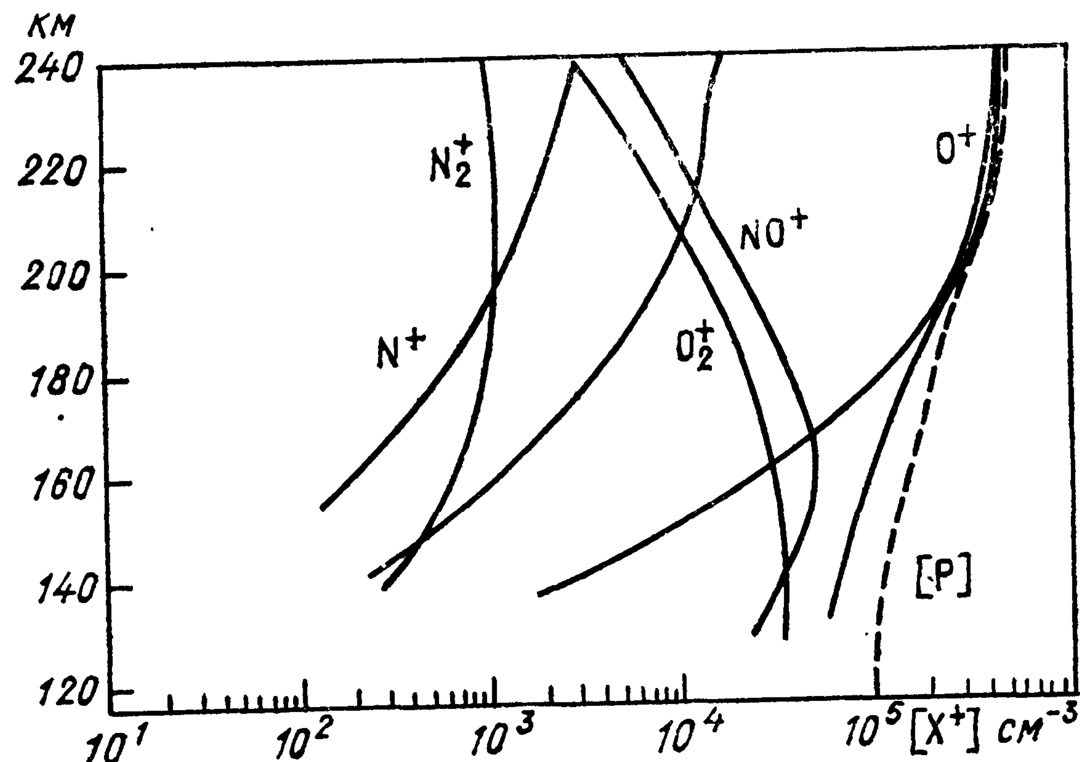


Рис. 20.1.2. Дневное распределение ионов в области *E* и *F1*.

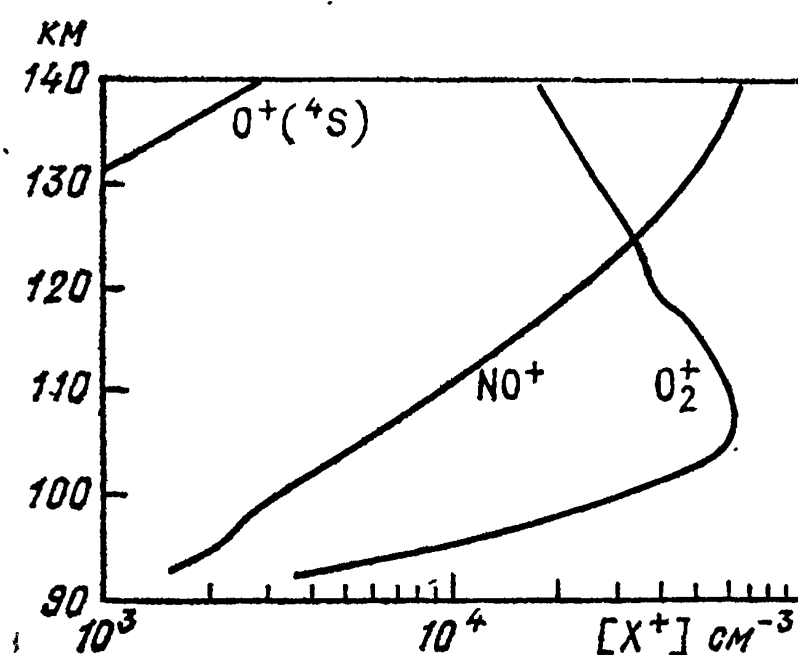


Рис. 20.1.3. Дневное распределение электронов в области *E*.

в геокороне солнечным излучением в линиях лайман-α, лайман-β и He II (30,4 нм).

При этом концентрация заряженных частиц сильно уменьшается по сравнению с дневной, условия фотохимического равновесия перестают выполняться и требуется учитывать диффузию и перенос за счет среднемассового движения.

Кроме того, в области *E* наблюдаются узкие спорадические слои заряженных частиц. В этих слоях, как правило, присутствуют ионы металлов (Mg^+, Fe^+, Na^+, K^+). Обычно спорадические слои приходятся на высоты 90—110 км — область метеорного вещества. Основными причинами образования спорадических слоев в области *E* в средних широтах является сравнительно медленная рекомбинация ионов металлов и наличие резко изменяющегося по высоте поля ветра (теория ветрового сдвига).

В высоких широтах основными источниками спорадических слоев является высыпание энергичных электронов.

20.2. ОБЛАСТЬ *F*

Область *F* располагается над областью *E* и подразделяется на две области: *F1* и *F2*, из которых первая (*F1*) представляет собой область перехода от молекулярного ионного состава к атомному, а вторая (*F2*) соответствует главному максимуму содержания заряженных частиц в верхней атмосфере, который образуют ионы O^+ и электроны.

Важным отличием области F является переход от квадратичного закона рекомбинации, характерного для области E, к линейному закону рекомбинации [3] в области главного максимума. Суть этого перехода объясняет следующее простое представление. Пусть $[M^+]$ — суммарная концентрация молекулярных ионов. В области перехода они образуются главным образом из атомных ионов, концентрация которых составляет $[A^+]$. Тогда уравнения неразрывности для ионов и электронов в стационарном фотохимическом приближении будут иметь следующий вид:

$$[A^+] = q/\beta, \tag{20.2.1}$$

$$[M^+] = \beta\,[A^+]/\alpha^* n_e, \tag{20.2.2}$$

$$n_e = q/\alpha^*\,[M^+]. \tag{20.2.3}$$

Учитывая, что $n_e = [M^+] + [A^+]$, нетрудно получить из уравнений (20.2.1)—(20.2.3) уравнения для определения n_e:

$$\alpha^*\beta n_e^2 - \alpha^* q n_e - \beta q = 0. \tag{20.2.4}$$

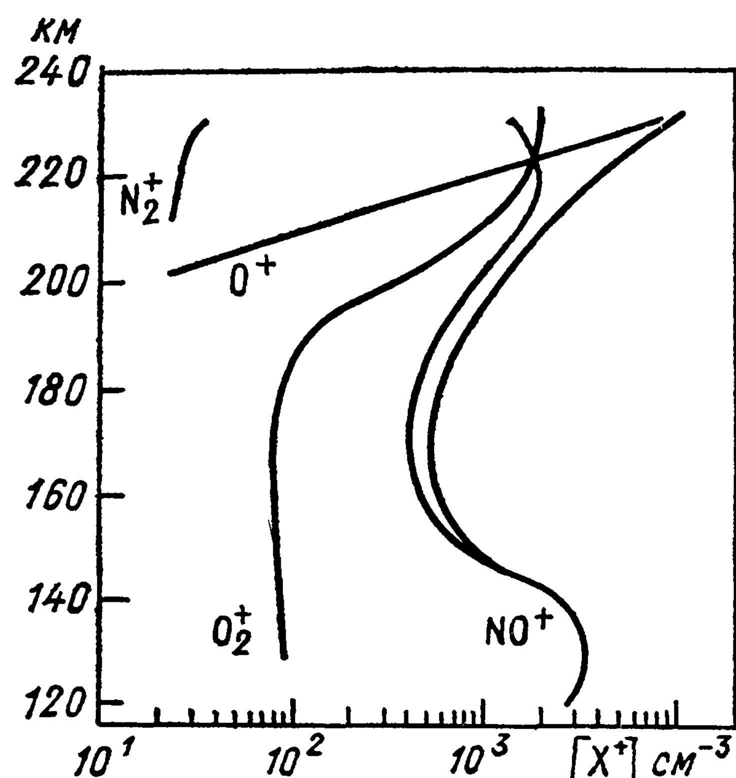


Рис. 20.2.1. Высотное распределение ионов в области $F1$ и E.

Решение этого уравнения имеет вид

$$n_e = \frac{q}{2\beta} \pm \sqrt{\frac{q^2}{4\beta^2} + \frac{q}{\alpha^*}}. \tag{20.2.5}$$

Отсюда следует, что при $q^2/(4\beta^2) \ll q/\alpha^*$ получаем $q = \alpha^* n_e^2$, т. е. имеет место квадратичная рекомбинация, а при $q^2(4\beta^2) \gg q/\alpha^*$ получаем $q = \beta n_e$ и имеет место линейная рекомбинация. Если теперь учесть, что

$$q = q_0 e^{-z/H_A}, \quad \beta = \beta_0 e^{-z/H_H},$$

где $H_H \approx H_A/2$, то члены подкоренного выражения примут вид

$$\left(q_0^2/4\beta_0^2\right) e^{2z/H_A}, \quad \left(q_0/\alpha^*\right) e^{-2z/H_A},$$

откуда следует, что, с увеличением высоты, член, соответствующий линейной рекомбинации, будет возрастать, а член, соответствующий квадратичной рекомбинации — убывать. Конечно, приведенные формулы демонстрируют лишь качественно наличие такого перехода, который обеспечивает расщепление области F на области $F1$ и $F2$.

Основной вклад в образование области $F1$ вносит ионизация атомного кислорода солнечным излучением на $\lambda < 91$ нм и молекулярного азота излучением на $\lambda < 79{,}6$ нм.

В области $F2$ только ионизация атомного кислорода является источником заряженных частиц. На рис. 20.2.1 приведен пример наблюдаемого изменения ионного состава в области $F1$, который хорошо демонстрирует переход от молекулярных ионов к атомным. В ночное время этот переход характеризуется образованием глубокой «долины» [5].

В области главного ионосферного максимума ($F2$) концентрация атомных ионов O^+ на порядок и более превышает концентрации других ионов и всегда имеет место условие $[O^+] = n_e$. Формирование максимума происходит в результате совместного действия фотохимических процессов и амбиполярной диффузии. Основными фотохимическими процессами являются ионизация атомного кислорода и ионно-молекулярные реакции ($R21$, $R22$, $R27$ в табл. 17.2.3), в процессе которых атомные ионы O^+ преобразуются в молекулярные ионы.

Выражение для скорости амбиполярной диффузии может быть получено из уравнений движения для электронов и ионов и имеет вид

$$v_a = -D_a \sin^2 I \left[\frac{1}{n_i}\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T_p}\frac{\partial T_p}{\partial z} + \frac{1}{H_p}\right], \tag{20.2.6}$$

где $D_a = kT_p/m_i\nu_{in}$ — коэффициент амбиполярной диффузии, $T_p = T_e + T_i$ — плазменная температура, $H_p = kT_p/m_i g$ — плазменная шкала высот. Выражения для частоты соударений ν_{in} см. в п. 17.2. В случае диффузионного равновесия ($v_a = 0$) высотное распределение заряженных частиц подчиняется барометрическому закону со шкалой высот H_p.

Дополнительно к амбиполярной диффузии заметное влияние на распределение заряженных частиц в области $F2$ могут оказывать дрейф в электрическом поле, вертикальная скорость которого равна $(E_y/B)\cos I$, (E_y — восточная компонента электрического поля), и перенос за счет увеличения среднемассовым движением нейтральных компонент, скорость которого определяется соотношением $u_п \sin I \cos I$.

Уравнение неразрывности, определяющее высотное распределение заряженных частиц, имеет вид

$$\frac{\partial [O^+]}{\partial t} = q_{O^+} - \beta\left[O^+\right] - \frac{\partial}{\partial z}\left\{\left[O^+\right] v_\Sigma\right\}, \tag{20.2.7}$$

где v_Σ — сумма скоростей переноса за счет амбиполярной диффузии (v_a), электромагнитного дрейфа и увлечения термосферным ветром. Анализ решений этого уравнения [3] в стационарном случае, что вполне допустимо для дневных условий, позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, максимум концентрации заряженных частиц приходится на уровень h_mF2, где диффузия (когда $v_\Sigma = v_a$) и рекомбинация сравнимы, т. е. $\beta = D_a/H_pH$. Во-вторых, максимальная концентрация в этом случае определяется соотношением $N_mF2 \approx q_m/\beta_m$, где q_m — скорость ионизации на высоте h_mF2, β_m — величина коэффициента рекомбинации на высоте h_mF2. Ниже уровня h_mF2 выполняется условие фотохимического равновесия и $n_e = q/\beta$. В области гораздо выше максимума распределение близко к соответствующему диффузионному равновесию, т. е. барометрическому закону со шкалой высот H_p. Вертикальный дрейф (v_d) за счет среднемассового движения или электрических полей приводит к изменению высоты максимума примерно на величину $v_d H_p H/D_m$. Определение h_mF2 при этом остается прежним.

Приведенные соотношения являются весьма приближенными и пригодны лишь для грубых оценок. Однако они верно отражают роль различных процессов в формировании главного ионосферного максимума. Как видно, наиболее сильное влияние на величины h_mF2 и N_mF2 оказывает коэффициент рекомбинации β. В связи с этим особую важность приобретает значение констант скоростей реакции ионов O^+ с молекулами O_2 и N_2 ($R21$, $R22$). Если константа скорости реакции с O_2 мало меняется в зависимости от кинетической температуры сталкивающихся частиц и практически не зависит от возможного возбуждения молекул O_2, то константа скорости реакции ионов O^+ и N_2 сильно зависит от кинетической энергии сталкивающихся частиц и особенно чувствительна к колебательному возбуждению молекулярного азота [6], который как это показано в п. 19.3, присутствует в верхней атмосфере в значительном количестве именно на высотах области $F2$. В работе [1] содержатся рекомендации о том, как учитывать эффект колебательного возбуждения N_2 при расчетах коэффициента рекомбинации β в области $F2$.

Аналитические решения уравнения (20.2.7) в различных приближениях были выполнены в ряде работ, например [4], однако в общем виде с учетом основных особенностей верхней атмосферы это уравнение может быть решено только численно.

Особо важное значение при решении этой задачи имеет выбор верхних граничных условий. Здесь следует иметь в виду два обстоятельства. Во-первых, выше некоторого уровня диффузионное приближение неприменимо для описания поведения заряженных частиц, так как частота соударений ν_{in} становится слишком малой вследствие уменьшения концентрации нейтральных частиц в верхней атмосфере [2]; во-вторых, существует обмен заряженными частицами между ионосферой и вышележащей плазмосферой.

Поскольку в плазмосфере основным ионом является ион H^+, то для более строгого описания области $F2$ следует использовать двухионную модель (O^+, H^+), что одновременно расширяет и возможности использования диффузионного приближения. Такая двухионная модель включает уравнения неразрывности для ионов H^+ с учетом амбиполярной диффузии аналогично уравнению (20.2.7) и процесс перезарядки $O^+ \rightarrow H^+$ ($R35$) в уравнениях для O^+ и H^+. Эта

модель может быть распространена на всю силовую трубку, что позволяет исключить необходимость задания верхних граничных условий.

При моделировании области $F2$ следует также учитывать, что значительная часть первичных ионов O^+ образуется в возбужденных состояниях (см. п. 17.1). Эти ионы могут

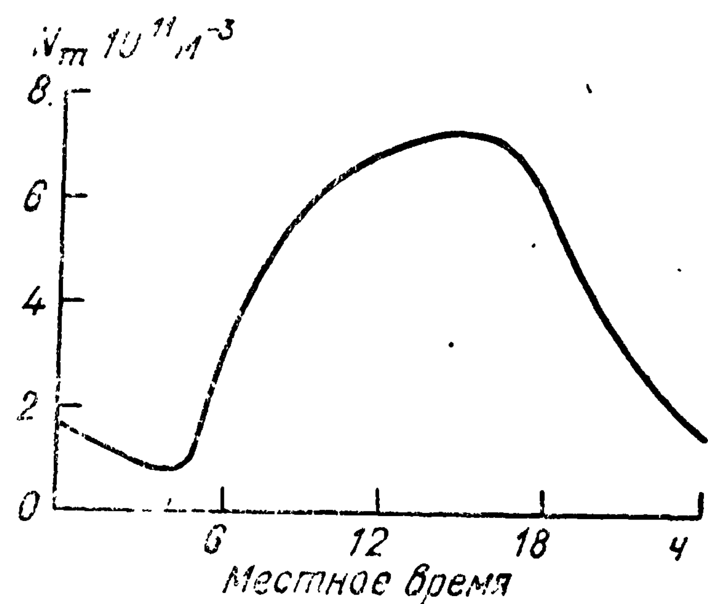


Рис. 20.2.2. Суточные вариации N_mF2.

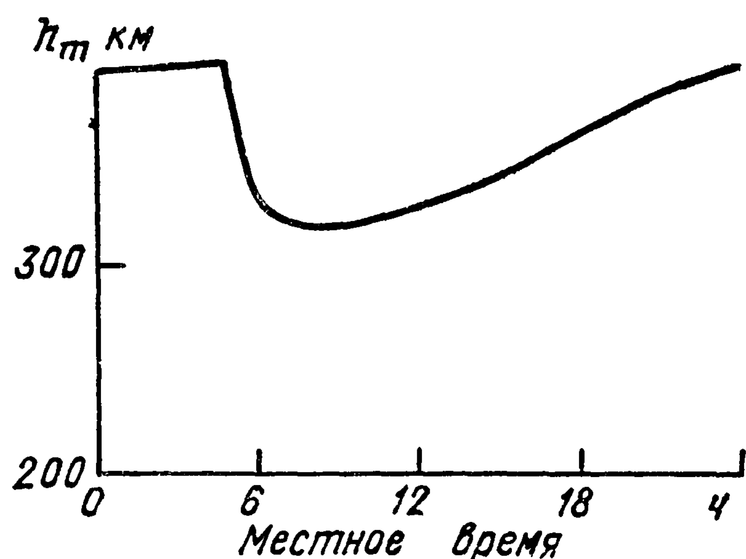


Рис. 20.2.3. Суточные вариации h_mF2.

очень быстро преобразовываться в молекулярные ионы N_2^+ (*R*27, *R*28). В дневное время в области $F2$ имеет место квазистационарные условия, а избыток заряженных частиц, образующихся выше области максимума, уходит в плазмосферу. В ночное время ситуация более нестационарная: электронная концентрация уменьшается, высота максимума возрастает и возникает поток заряженных частиц из плазмосферы (рис. 20.2.2 и 20.2.3).

На рис. 20.2.4 приведены примеры высотных распределений электронной концентрации в области $F2$, полученных экспериментально и рассчитанных для зимних и летних условий. Одной из основных особенностей поведения N_mF2 является превышение зимних значений над летними. Это явление носит название «зимней аномалии», поскольку противоречит линейной теории области $F2$, согласно которой, N_mF2 пропорционально q. Для объяснения этого явления и получения приведенных на рис. 20.2.4 теоретических профилей требуется нелинейная теория области $F2$, учитывающая нелинейную зависимость коэффициента рекомбинации β от величины q. В основе этой теории лежит учет влияния на коэффициент рекомбинации колебательного возбуждения [1].

Кроме «сезонной», или «зимней» аномалии в области $F2$ наблюдаются и полугодовые и годовые вариации. Прямое их проявление зависит от уровня солнечной активности. Так, например, зимняя аномалия практически исчезает при низкой солнечной активности и максимальна при высокой.

Поведение экваториальной и полярной областей $F2$ значительно отличается от поведения рассмотренной выше среднеширотной области $F2$. Основной особенностью экваториальной области $F2$ является горизонтальное направление силовых линий магнитного поля, исключающее вертикальную

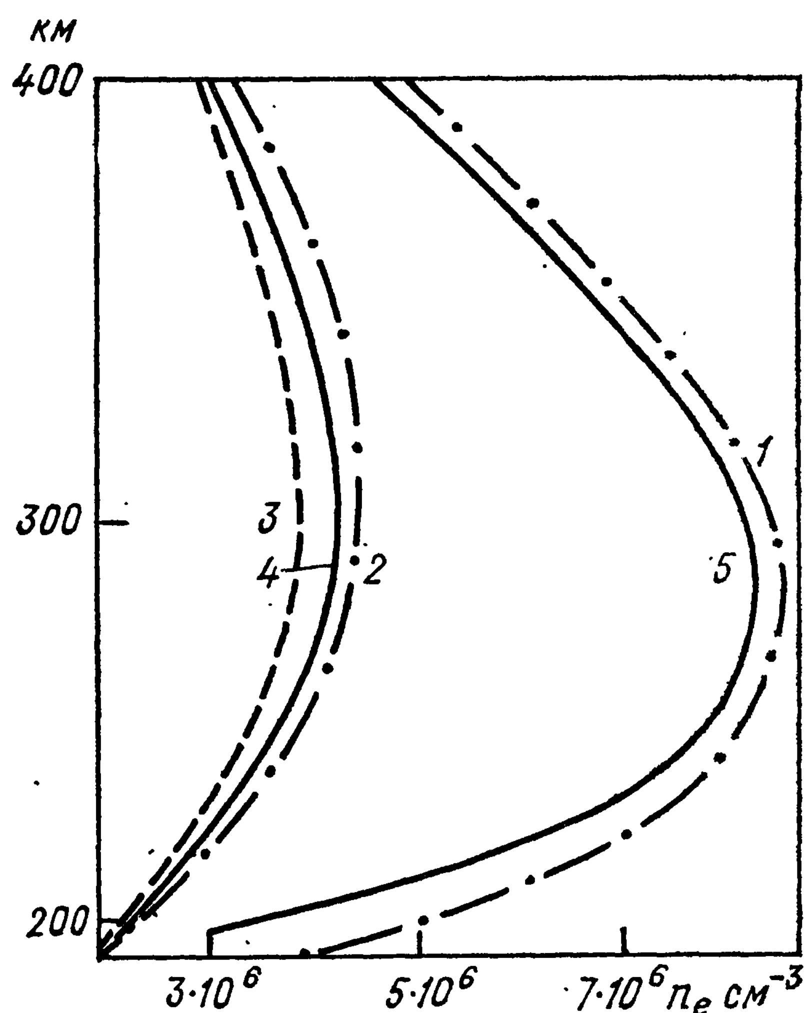


Рис. 20.2.4. Теоретические (*3*—*5*) и экспериментальные (*1*, *2*) высотные профили n_e.

1, *5* — зима; *3*, *4* — лето.

диффузию заряженных частиц. Это обусловливает наблюдаемый минимум электронной концентрации вблизи магнитного экватора — «экваториальный провал» — и максимумы в широтном распределении — на широтах 15—20° к северу и югу от экватора.

При переходе к высоким широтам наблюдается «высокоширотный провал» h_mF2 на широтах 60—70°, который ярко выражен в ночное время и связан с ослаблением потока заряженных частиц из плазмосферы. Имеется и целый ряд других особенностей поведения высокоширотной области $F2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов М. Н., Изакова Т. М. — Химическая физика, 1989, т. 8, с. 612.
2. Власов М. Н., Изакова Т. М. — Космические исследования, 1985, т. 23, с. 444.
3. Ришбет Г., Гарриот О. К. Введение в физику ионосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975.
4. Хантадзе А. Г., Гвенишиани А. И. К теории диффузии ионосферной плазмы в области Р. — М.: Наука, 1979.
5. Johnson C. J. — Radio Sci., 1972, v. 7, p. 99.
6. Schmeltekopf A. L. et al. — J. Chem. Phys., 1968, v. 48, p. 266.

Глава 21. СВЕЧЕНИЕ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ И ВОЗБУЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ

Собственное свечение верхней атмосферы обусловлено главным образом излучением метастабильных атомов и молекул. Это относится как к свечению среднеширотной верхней атмосферы, так и к полярным сияниям. Таким образом, поведение собственного свечения тесно связано с процессами образования в верхней атмосфере метастабильных частиц (см. п. 19.3).

21.1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭМИССИЙ

Одной из наиболее характерных эмиссий верхней атмосферы является красное свечение в линиях дублета 630,

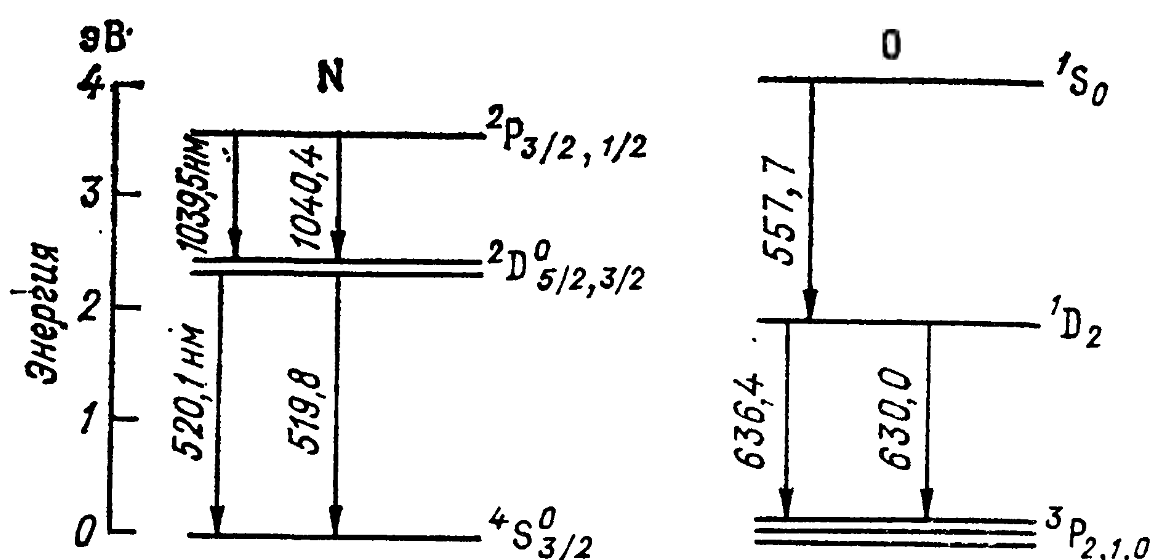


Рис. 21.1.1. Схема энергетических уровней атомов азота и кислорода.

636,4 нм атомного кислорода. На рис. 21.1.1 приведена схема уровней атомного кислорода. Ответственными за это излучение являются переходы $^1D—^3P_2$, $^1D—^3P_1$. Вероятности этих переходов составляют $5{,}16\cdot10^{-3}$ и $1{,}66\cdot10^{-3}$ $с^{-1}$ соответственно, и суммарная вероятность A^1_D перехода от состояния ^1D равна $6{,}81\cdot10^{-3}$ $с^{-1}$ [6].

Интенсивность дневного свечения красного дублета кислорода в спокойных условиях в средних широтах составляет от нескольких до десятка килорэлей и уменьшается на порядок и более в ночных условиях. Сумеречное падение интенсивности является одной из основных особенностей суточных вариаций этой эмиссии. Основная область свечения сосредоточена на высотах 200—300 км. На рис. 21.1.2 приведен пример высотного распределения интенсивности красного свечения. Другая важная особенность суточных вариаций свечения красного дублета $O(^1D)$ состоит в наличии предвосходного увеличения интенсивности этой эмиссии [3].

В низких широтах наблюдается область повышенной в несколько раз по отношению к среднеширотной интенсивности свечения — так называемые экваториальные красные дуги.

Очень высокая интенсивность свечения в красной линии атомного кислорода наблюдается в высоких широтах — высокоширотные красные дуги. Интенсивность свечения здесь может достигать 100 кР * и более. В отличие от среднеширотных условий высокоширотное красное свечение OI очень изменчиво во времени и в пространстве. Неоднородности пространственного распределения свечения существуют и в средних, и в низких широтах (пятнистая структура).

Свечение атомного кислорода в линии 557,7 нм также является одной из наиболее характерных эмиссий верхней атмосферы. Это свечение возникает в результате запрещенного перехода $^1S—^1D$, вероятность которого составляет 1,183 $с^{-1}$ [6].

Интенсивность дневного свечения в зеленой линии OI составляет около 1—3 кР для спокойных среднеширотных условий. Различаются две высотные области свечения в линии 557,7 нм: нижняя с максимумом на высоте 90—100 км и верхняя вблизи уровня 200 км. На рис. 21.1.3 приведен пример высотного распределения объемной интенсивности свечения в зеленой линии. Значительные суточные вариации испытывает интенсивность свечения в верхней области; в нижней области эти вариации гораздо меньше. Свечение в зеленой линии испытывает сезонные, полугодовые и широтные вариации, однако их амплитуда невелика. Имеет место также пространственная неоднородность (пятнистая структура) свечения в линии 557,7 нм.

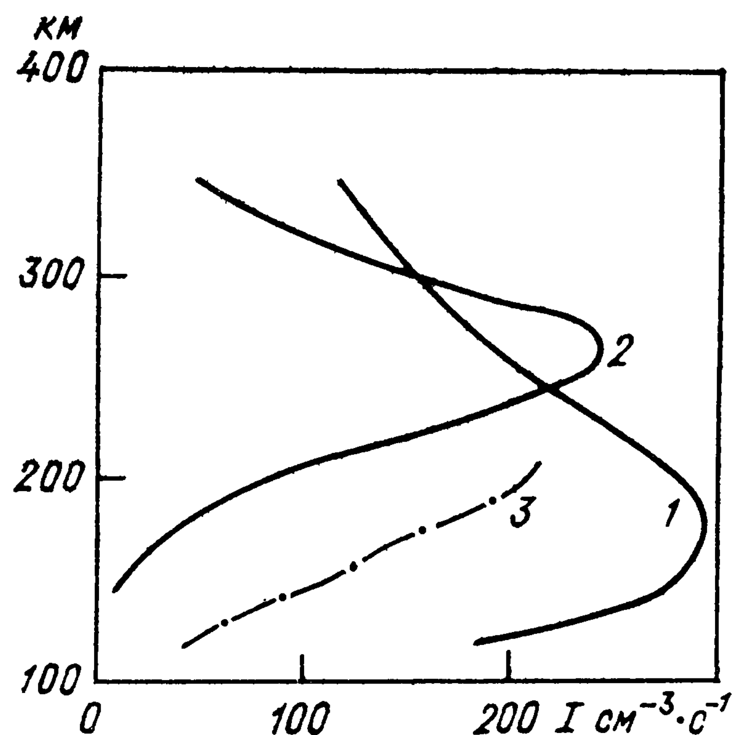


Рис. 21.1.2. Высотные профили эмиссии в линии 630 нм.

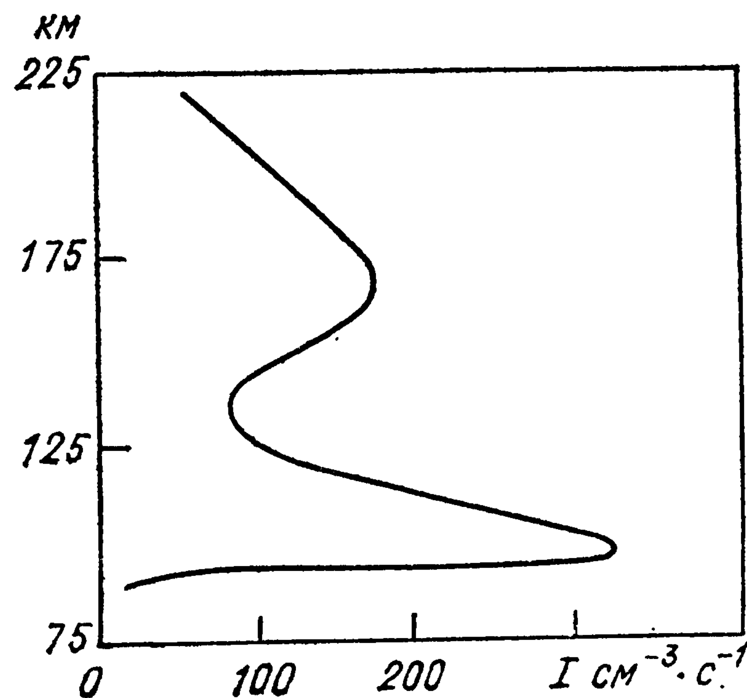


Рис. 21.1.3. Высотное распределение эмиссии в линии 557,7 нм.

В высоких широтах поведение эмиссии 557,7 нм характеризуется очень сильной пространственно-временной изменчивостью и повышенной интенсивностью, особенно во время полярных сияний.

Интенсивность свечения в линиях дублета 520,1 и 519,9 нм атомного азота гораздо меньше интенсивности красного и зеленого свечения кислорода и в дневное время не превышает 100 Р. Столь малая интенсивность свечения обусловлена крайне низкой вероятностью переходов $^2D^0_{3/2}—^4S^0_{3/2}$ и $D^0_{3/2}—^4S^0_{3/2}$ (см. рис. 21.1.1), ответственных за это излучение. Вероятности этих переходов составляют $7\cdot10^{-6}$ и $1{,}6\times\times10^{-5}$ $с^{-1}$ соответственно. Область максимума свечения дублета 520 нм приходится на высоты 200—300 км. Интенсивность свечения испытывает сильные суточные вариации и в ночное время уменьшается до единиц и даже десятых долей рэлея. Наблюдается заметное предвосходное усиление эмиссии. Вследствие очень низкой интенсивности эмиссии 520 нм пространственно-временная структура ее пока мало изучена. Имеются данные о сезонных и широтных вариациях интенсивности этой эмиссии.

Очень интенсивными линиями в свечении дневного неба являются линии 589,0 и 589,6 нм желтого дублета натрия, соответствующие переходам $^2P_{3/2}—^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}—^2S_{1/2}$. Это свечение сосредоточено в узком слое естественного натрия вблизи высоты 90 км. Интенсивность дневного свечения до-

* В этой главе Р — рэлеи.

стигает 30 кР. Одной из важнейших особенностей собственного свечения верхней атмосферы в видимой области является наличие зеленого континуума.

В коротковолновой части видимой области свечения наиболее характерной является эмиссия ионов $N_2^+(B^3\Sigma_u)$. Переходы из состояния $B^3\Sigma_u^+$ иона N_2^+ в основное состояние $X^2\Sigma_g^+$ формируют первую отрицательную систему (391,4 нм), интенсивность дневного свечения которой составляет около 1—2 кР; максимум интенсивности свечения отмечается на высоте около 150 км. В средних широтах эта эмиссия испытывает очень сильные суточные вариации; в ночное время ее интенсивность уменьшается и составляет менее 1 Р.

Особо важную роль играет свечение в линии 391,4 нм в высоких широтах, где оно является одной из основных характеристик полярных сияний. Здесь интенсивность этой эмиссии может достигать нескольких килорэлей и по ней оценивают силу полярных сияний в баллах.

В ультрафиолетовой области свечение верхней атмосферы не столь интенсивно, как в видимой. Однако и здесь имеется ряд характерных особенностей. Наиболее важные из них — эмиссия атомного водорода в линии L_α, эмиссия атомов кислорода вблизи 130 нм, свечения окиси азота (γ-полосы), свечение атомов азота в окрестности 120 км и свечения второй положительной системы N_2. Свечение в линии лайман-α атомного водорода (121,6 нм) возникает на больших высотах из-за резонансного рассеяния солнечного излучения на атомах водорода в геокороне. В дневное время интенсивность этой эмиссии составляет около 20 кР, а в ночное время — около 2 кР. Свечение испытывает заметные широтные и сезонные вариации.

Переходы в атомном кислороде $^3S—^3P_2$, $^3S—^3P_1$, $^3S—^3P_0$, ответственны за ультрафиолетовое резонансное свечение триплета с длинами волн 130,2; 130,4 и 130,6 нм. Интенсивность этого свечения весьма велика в дневное время (около 10 кР); в ночное время она значительно уменьшается (более чем на порядок). Запрещенный переход $^5S—^3P$ является источником эмиссии 135,6 нм атомного кислорода. Максимум этого свечения приходится примерно на высоту 150 км; интенсивность его в дневное время — около 300 Р. Излучение γ-полос NO является результатом переходов из состояния $A^2\Sigma^+$ в основное $x^2\Pi$. Его интенсивность в дневное время составляет около одного килорэлея. В ночное время это свечение практически отсутствует. В ультрафиолетовой части спектра наблюдается также свечение ряда линий атомного азота (табл. 21.1.1 [2]) и ряда полос молекул N_2: система Лаймана—Хопфилда (полоса 0—6, $a'\Pi_g - X'\Sigma_g^+$), система Вегарда—Каплана (полоса 1—10, $A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$) и полоса 0—0 второй положительной системы $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$.

Одной из наиболее характерных эмиссий в ультрафиолетовой области является свечение полос Герцберга молекулярного кислорода, возникающее в результате сильно запрещенных переходов $A^3\Sigma_u^+ - X^3\Sigma_g^-$. Вероятности этих переходов до сих пор точно не определены, но время жизни состояния $A^3\Sigma_n^+$ оценивается в 100 с. Интенсивность ночного свечения полос Герцберга (260—380 нм) составляет в среднем 500 Р. Это свечение сосредоточено в области 100 нм. На рис. 21.1.4 приведен пример высотного распределения объемной интенсивности свечения полос Герцберга [4].

В инфракрасной области свечение верхней атмосферы имеет довольно сложный спектр, многие детали которого до сих пор не отождествлены.

Атмосферная система полос O_2, обусловленная запрещенными переходами $b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$, наблюдается как в дневное, так и в ночное время (полосы 0—0 и 0—1 на 761,9 и 864,5 нм). В дневное время область, занимаемая таким свечением, располагается в слое 50—140 км. Интегральная интенсивность свечения составляет около 300 кР. В ночной период область свечения сжимается, максимум располагается на высоте 90—100 км, как это видно из рис. 21.1.4. В этой же области длин волн находится очень слабое свечение метастабильных ионов $O^+(^2P)$. Переходу $^2P \to {}^2D$ соответствует эмиссия в линии 731,9 нм; вероятность перехода $A = 0{,}218$ c^{-1}. Максимум интенсивности свечения в линии 731,9 нм приходится на высоты около 250 км. В ночное время свечение практически отсутствует.

Свечение инфракрасных атмосферных полос (переход $a'\Delta_g - X^3\Sigma_g^-$; полоса 0—0; 1,27 мкм) является наиболее сильным; в дневном свечении его интенсивность достигает 10 мР и более. Максимум дневного свечения приходится на высоту 50 км и, следовательно, по принятой в данном справочнике классификации относится к средней атмосфере. В ночное время интенсивность этой эмиссии уменьшается на

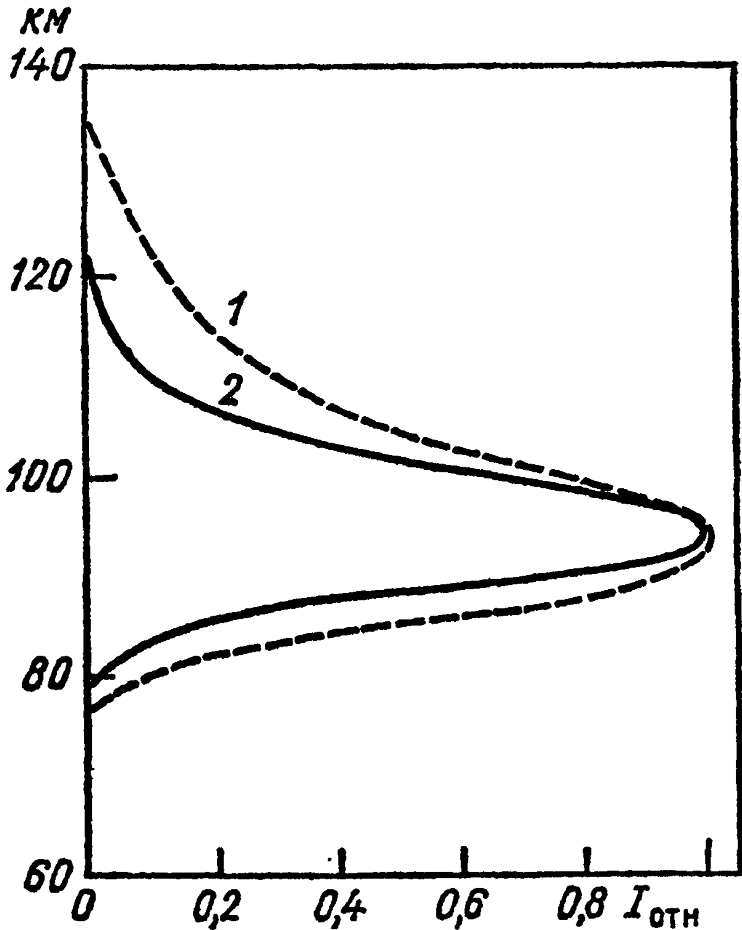


Рис. 21.1.4. Высотные распределения относительной интенсивности эмиссий (приведенной) атмосферных полос (*1*) и полос Герцберга O_2 (*2*).

Таблица 21.1.1

Основные эмиссии верхней атмосферы

λ нм	Возбужденная частица	Интенсивность		Высота, км	
		День	Ночь	День	Ночь
120,0	N (^4P)	400 Р		800	
121,6	H (^2P)	27 кР	2 кР	100—10^5	100—10^5
130, 2, 4, 6	O (^3S)	7,5 кР	1,7 кР	190	500
135,6	O (^5S)	350 Р	1,4 кР	140	500
130—150	N_2 ($a'\Pi_g$)				
200—400	N_2 ($A^3\Sigma_u^+$)				
260—380	O_2 ($A^3{}_u^+$)	600 Р	600 Р	90	90
215	NO ($A^2\Sigma_g^+$)	1 кР		70—150	
306,4	OH ($A^2\Sigma^+$)	1 кР		50—100	
337,1	N_2 ($C^3\Pi_u$)	900 Р			
346,6	N (^2P)				
391,4	N_2^+($B^2\Sigma_3^+$)	2 кР	1 Р	150	
520,0	N (^2D)	90 Р	1 Р	200	250
557,7	O (^1S)	3 кР	250 Р	90, 175	90, 300
589,3	Na (^2P)	30 кР	20—150 Р	92	92
630,0; 636,4	O (^1D)	2—20 кР	10—500 Р	250	300
761,9	O^2 ($b^1\Sigma_g$)	300 кР	6 кР	50—120	90
777,4	O (^5P)	1,5 кР		150	
844,6	O (^3P)	1,1 кР		150	
1051	N_2 ($B^3\Pi_g$)	900 Р		150	
1103,6	N_2^+($A^2\Pi_u$)	4 кР		150	
1270	O_2 ($^1\Delta_g$)	20 мР	80 кР	50	90
2800	OH ($v \leqslant 9$)	4,5 мР	1 мР	80	90
5300	NO ($v = 1$)			130	

несколько порядков (сумеречное падение) и ее максимум располагается на высоте 90—100 км, т. е. в верхней атмосфере (рис. 21.1.5).

Из других инфракрасных эмиссий верхней атмосферы наибольший интерес представляет свечение мейнеловских полос гидроксила (550—3000 нм), обусловленное колебательным возбуждением гидроксила в основном электронном состоянии. Эта эмиссия сосредоточена на высотах 80—90 км.

В более длинноволновой инфракрасной области находится излучение колебательно-возбужденных молекул NO в основном электронном состоянии (переход 1—0 с длиной волны 5,3 мкм).

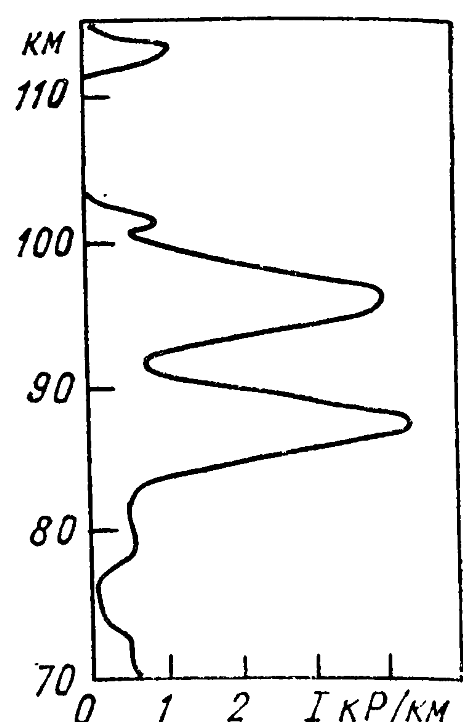


Рис. 21.1.5. Высотное распределение интенсивности инфракрасных атмосферных полос O_2 (0—0).

21.2. МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭМИССИЙ

В верхней атмосфере реализуются различные виды процессов возбуждения; часть из них рассмотрена в п. 19.3 при описании образования метастабильных частиц, таких как атомы $N(^2D)$, $O(^1D)$, т. е. частиц, которые принимают активное участие в формировании верхней атмосферы. Естественно, механизмы, определяющие распределение этих частиц, ответственны и за их излучение. Здесь мы рассмотрим механизмы возбуждения излучения тех частиц, роль которых в основном ограничена только формированием свечения верхней атмосферы. В настоящее время принято считать [8], что нижний слой свечения зеленой линии 557,7 нм обусловлен двухступенчатым механизмом Барта:



$$O + O + M \rightarrow O_2^* + M, \qquad (21.2.1)$$

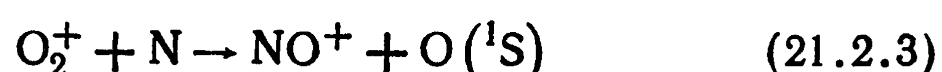


$$O_2^* + O \rightarrow O(^1S) + O_2. \qquad (21.2.2)$$

Гашение атомов $O(^1S)$ происходит в соответствии с процессами, рассмотренными в главе 17.

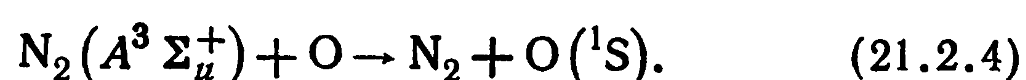
Процесс (21.2.1) является также исходным для возбуждения свечения в полосах Герцберга молекул O_2, так как в этой реакции могут образовываться молекулы кислорода в различных электронно-возбужденных состояниях, в том числе и в состоянии $^3\Sigma_u^+$. Гашение этого состояния происходит при соударениях с атомами O и молекулами O_2. Наличие общего источника обусловливает тесную связь поведения эмиссии полос Герцберга O_2 и зеленой линии O. В дневное время некоторый небольшой дополнительный вклад в возбуждение свечения полос Герцберга O_2 могут вносить фотоэлектроны [8].

Верхний слой свечения земной линии обусловлен главным образом тремя процессами возбуждения: электронным ударом с константой скорости $(1,6 \ldots 2,1) \cdot 10^{-7} \times (T_e/300)^{-0,55}$ см³/с, диссоциативной рекомбинацией ионов O_2^+ с квантовым выходом атомов $O(^1S)$ от 2 до 10 % и реакцией



$$O_2^+ + N \rightarrow NO^+ + O(^1S) \qquad (21.2.3)$$

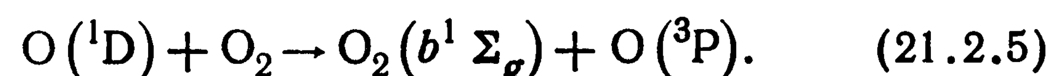
с константой скорости $1,2 \cdot 10^{-11}$ см³/с [7]. В области верхнего максимума ударная диактивация не играет роли. В высоких широтах дополнительно к указанным процессам важную роль играет гашение молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$:



$$N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow N_2 + O(^1S). \qquad (21.2.4)$$

Ряд эмиссий верхней атмосферы возникает в результате резонансного рассеяния солнечного излучения компонентами среды. К ним относится эмиссия в линии лайман-α атомного водорода, свечение желтого дублета натрия, ультрафиолетовое свечение триплета атомного кислорода $O(^3S)$, свечение γ-полос NO, свечение гидроксила на длине волны 306,4 нм, свечение триплета атомного азота $N(^4P)$. Резонансное рассеяние вносит также существенный вклад в свечение ионов $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$, 391,4 нм.

Атмосферная система полос $O_2(b^1\Sigma_g - X^3\Sigma_g^-)$ возбуждается в основном в результате реакции (21.2.1), а также реакции

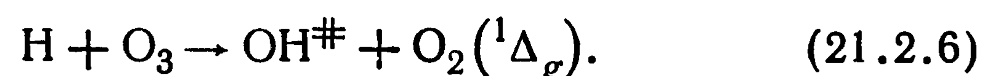


$$O(^1D) + O_2 \rightarrow O_2(b^1\Sigma_g) + O(^3P). \qquad (21.2.5)$$

Этот процесс эффективен из-за близкого к резонансу совпадения энергии возбуждения атомов $O(^1D)$ и молекул $O_2(b^1\Sigma_g)$.

Кроме того, заметный вклад в возбуждение атмосферной системы полос в дневное время вносит резонансное рассеяние, а также реакция взаимодействия атомов O с озоном. Последняя, по-видимому, особенно важна в ночное время, когда область свечения значительно сокращается.

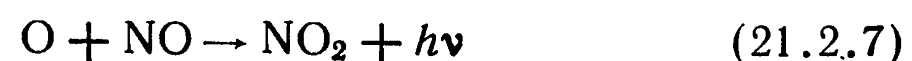
Инфракрасные атмосферные полосы O_2 в дневное время излучаются в основном благодаря образованию метастабильных молекул $O_2(^1\Delta_g)$ при фотодиссоциации озона. Фактически именно этот процесс обусловливает все очень интенсивное свечение этой эмиссии. Это же обстоятельство определяет резкое сумеречное падение интенсивности свечения. В ночное время основной вклад в образование $O_2(^1\Delta_g)$, вносит реакция рекомбинации атомов кислорода при тройных соударениях (21.2.1) и реакция [8]



$$H + O_3 \rightarrow OH^{\#} + O_2(^1\Delta_g). \qquad (21.2.6)$$

Реакция (21.6) является исходной для возбуждения свечения неймеловских полос гидроксила. По-видимому, именно это обстоятельство объясняет наблюдаемую довольно тесную связь вариаций интенсивности ночного свечения инфракрасных атмосферных полос O_2 и неймеловских полос гидроксила.

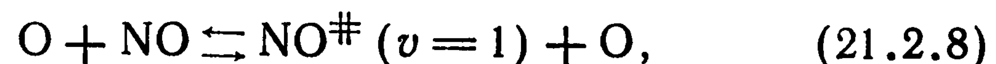
Свечение зеленого континуума в верхней атмосфере обусловлено хемилюминесцентной реакцией



$$O + NO \rightarrow NO_2 + h\nu \qquad (21.2.7)$$

с константой скорости $6,4 \cdot 10^{-17}$ см³/с.

Инфракрасное свечение окиси азота с длиной волны 5,3 мкм [1] обусловлено столкновениями атомов O с молекулами NO:



$$O + NO \rightleftarrows NO^{\#}(v = 1) + O, \qquad (21.2.8)$$

в результате которого образуются колебательно-возбужденные молекулы NO. Константы скорости прямого и обратного процессов (21.2.8) связаны известным соотношением

$$k_{01} = (g_1/g_0)\, k_{10} \exp(-h\nu/kT), \qquad (21.2.9)$$

где $h\nu = 0,22$ эВ — энергия колебательного кванта NO ($v = 1$), g_1 и g_0 — статистические веса для уровней $v = 1$ и $v = 0$. Константа скорости гашения молекул NO ($v = 1$) атомами O согласно последним данным [5], составляет $6,5 \cdot 10^{-11}$ при 300 K. Столь высокое значение константы обеспечивает довольно значительную эффективность возбуждения окиси азота. Вероятность перехода (1—0) составляет $A_{10} = 13,3$ с$^{-1}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гордиец Б. Ф., Марков М. Н. Космические исследования, 1977, т. 15, с. 633.
2. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. — М.: Мир, 1978.
3. Фишкова Л. М. Ночное излучение среднеширотной верхней атмосферы Земли. — Тбилиси: Мецниереба, 1983.
4. Evans W. F. J., Lewellyn E. J. — Annls. Geoph., 1970, v. 26, p. 167.
5. Fernando R. P., Smith I. W. M. — Chem. Phys. Lett., 1979, v. 66, p. 218.
6. Kernahan J. H., Pang H. J. — Can. J. Phys., 1975, v. 53, p. 455.
7. Torr D. G., Torr M. R. — Rev Geoph., 1982, v. 20, p. 91.
8. Vlasov M. N. — J. Atm. Terr. Phys., 1976, v. 38, p. 807.

Глава 22. МОДЕЛИ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

В настоящее время разработан ряд моделей верхней атмосферы, описывающих поведение основных ее параметров: плотности, состава, температуры и др. Эти модели, как правило, основываются на различном сочетании физических представлений и экспериментальных данных, кратко изложенных в предыдущих главах. В зависимости от соотношения теории и эксперимента модели делятся на теоретические, полуэмпирические и эмпирические. Модели могут охватывать всю верхнюю атмосферу или относиться к какой-либо области высот.

22.1. МОДЕЛИ ОТДЕЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ

При моделировании верхней атмосферы выделяют две области: область мезосферы и нижней термосферы (ниже 120—140 км) и область верхней термосферы (выше 120—140 км). Основное физическое различие этих областей заключается прежде всего в том, что в нижней области имеет место турбулентность. Кроме того, в нижней области основным источником нагревания является поглощение диссоциирующего излучения, а в верхней — поглощение ионизирующего излучения Солнца (см. п. 18.1).

Ниже уровня турбопаузы, т. е. того уровня, где значения коэффициентов турбулентной и молекулярной диффузии становятся сравнимыми (см. п. 19.1), основные атмосферные компоненты O_2 и N_2 распределены по барометрическому закону с одинаковой шкалой высот $\overline{H} = kT/\overline{m}g$, где $\overline{m}$ — средняя молекулярная масса перемешанного газа. Относительное содержание O_2 и N_2 равно приземному и составляет 21 и 78 % соответственно. Это же относится и к содержанию инертных газовых примесей, например аргона, доля которого на этих высотах составляет $\sim$0,93 %.

Выше уровня турбопаузы, где доминирует молекулярная диффузия, атмосферные составляющие стремятся распределиться каждая со шкалой высот (H), соответствующей молекулярной массе этой компоненты. Переход от турбулентного перемешивания к диффузионному распределению газов происходит не мгновенно, и размер области перехода может быть сравним со шкалой высот, особенно в тех случаях, когда имеет место вертикальное среднемассовое движение. Среднемассовое движение может вызывать заметное отклонение высотных распределений от барометрического закона в области диффузионного распределения газов (см. п. 19.1).

Как было показано в п. 19.1, описание на основе представлений многокомпонентной диффузии приводит к отклонению от барометрического распределения и при отсутствии среднемассового движения.

Простейшая модель высотного распределения основных составляющих может быть построена следующим образом. Во-первых, на основе экспериментальных данных задается температурный профиль и концентрация основных составляющих (O_2, N_2) на нижней границе, в качестве которой выбирают уровень 70—80 км. Основное требование к выбору нижней границы состоит в том, что она должна быть расположена ниже максимума концентрации атомного кислорода. Во-вторых, задается высотное распределение коэффициента турбулентной диффузии (см. п. 19.1), которое определяет положение турбопаузы.

Далее строятся высотные распределения O_2 и N_2 на основе барометрического закона, а концентрация O рассчитывается с учетом фотохимии и переноса (см. п. 19.2). При таком подходе одним из основных параметров модели является профиль коэффициента турбулентной диффузии, который определяет уровень диффузионного разделения газов. Определяющая роль этого параметра сохраняется и в более полных моделях. Это хорошо иллюстрируют результаты расчетов высотных распределений основных компонент, выполненные по модели [1], для двух профилей турбулентности (рис. 22.1.1). Как видно, при сравнительно небольшом изменении (на 10 км) уровня турбопаузы (z_{max}) концентрации основных составляющих меняются в несколько раз.

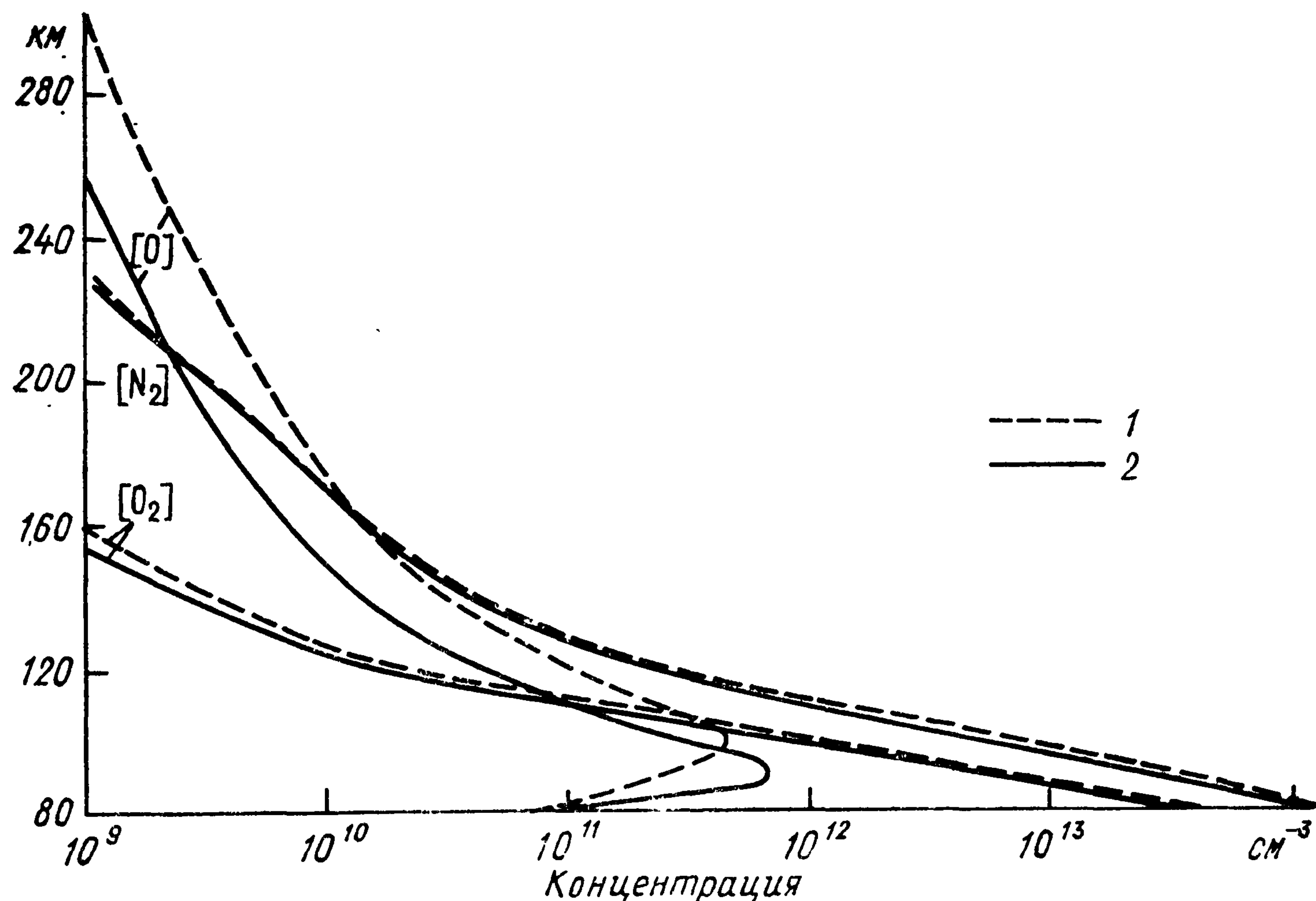


Рис. 22.1.1. Высотное распределение основных составляющих для двух профилей коэффициентов турбулентной диффузии согласно теоретической модели.

1) $K_{max}=3\cdot10^6$ см²/с, $z_{max}=90$ км; *2)* $K_{max}=10^7$ см²/с, $z_{max}=100$ км.

В табл. 22.1.1 приведен пример полуэмпирической модели для области высот 80—150 км. Несмотря на несогласованность такой модели, в ее рамках можно рассчитывать не только основные, но и малые нейтральные компоненты, а также возбужденные и заряженные частицы [2, 16].

Простейшее моделирование термосферы выше 120—130 км основывается на задании барометрического распределения для всех трех компонент O, O_2 и N_2 и температурного профиля, описываемого формулой Бейтса (18.3). Такие модели получили особо широкое распространение, и именно этот подход лег в основу полуэмпирических моделей, осно-

Таблица 22.1.1

Высота, км	T K	[O] см⁻³	[O_2] см⁻³	[N_2] см⁻³
60	253	—	$1{,}5\cdot10^{15}$	$5{,}6\cdot10^{15}$
70	211	—	$4{,}23\cdot10^{14}$	$1{,}6\cdot10^{15}$
80	197	$5\cdot10^{9}$	$8{,}83\cdot10^{13}$	$3{,}29\cdot10^{14}$
90	196	$3\cdot10^{11}$	$2\cdot10^{13}$	$7\cdot10^{14}$
100	210	$4\cdot10^{11}$	$3\cdot10^{12}$	$1\cdot10^{13}$
110	248	$2\cdot10^{11}$	$3\cdot10^{11}$	$2\cdot10^{12}$
120	323	$8\cdot10^{10}$	$3{,}6\cdot10^{10}$	$4\cdot10^{11}$
130	472	$4{,}3\cdot10^{10}$	$1{,}1\cdot10^{10}$	$1{,}23\cdot10^{11}$
140	596	$2{,}4\cdot10^{10}$	$4{,}4\cdot10^{9}$	$5{,}4\cdot10^{10}$
150	692	$1{,}6\cdot10^{10}$	$2{,}2\cdot10^{9}$	$2{,}8\cdot10^{10}$

ванных на спутниковых данных. К сожалению, в реальной термосфере отклонения от барометрического распределения могут быть весьма велики. Кроме того, на самом деле существует очень тесная связь между распределением температуры, турбулентности и основных составляющих в верхней атмосфере. Это отчетливо видно из анализа уравнений теплового баланса, движения и сохранения частиц. В связи с этим были сформулированы основы самосогласованного подхода к описанию верхней атмосферы.

22.2. САМОСОГЛАСОВАННЫЕ МОДЕЛИ

Согласованные модели верхней атмосферы — это такие модели, которые одновременно и совместно описывают поведение температуры и концентрации основных составляющих верхней атмосферы и ряда малых составляющих, в том числе возбужденных и заряженных. Необходимость описания возбужденных и заряженных частиц в этом случае прямо вытекает из необходимости согласования температуры и распределения основных составляющих. Как было показано в п. 19.1 и 19.2, функции нагревания и охлаждения нейтрального газа зависят от малых, возбужденных и заряженных частиц. Однако и в рамках такой постановки по-прежнему практически вне какого-либо физически обоснованного согласования остается высотное распределение коэффициента турбулентной диффузии, поэтому самосогласованное описание обычно начинают с высоты 120 км, т. е. выше области турбулентности.

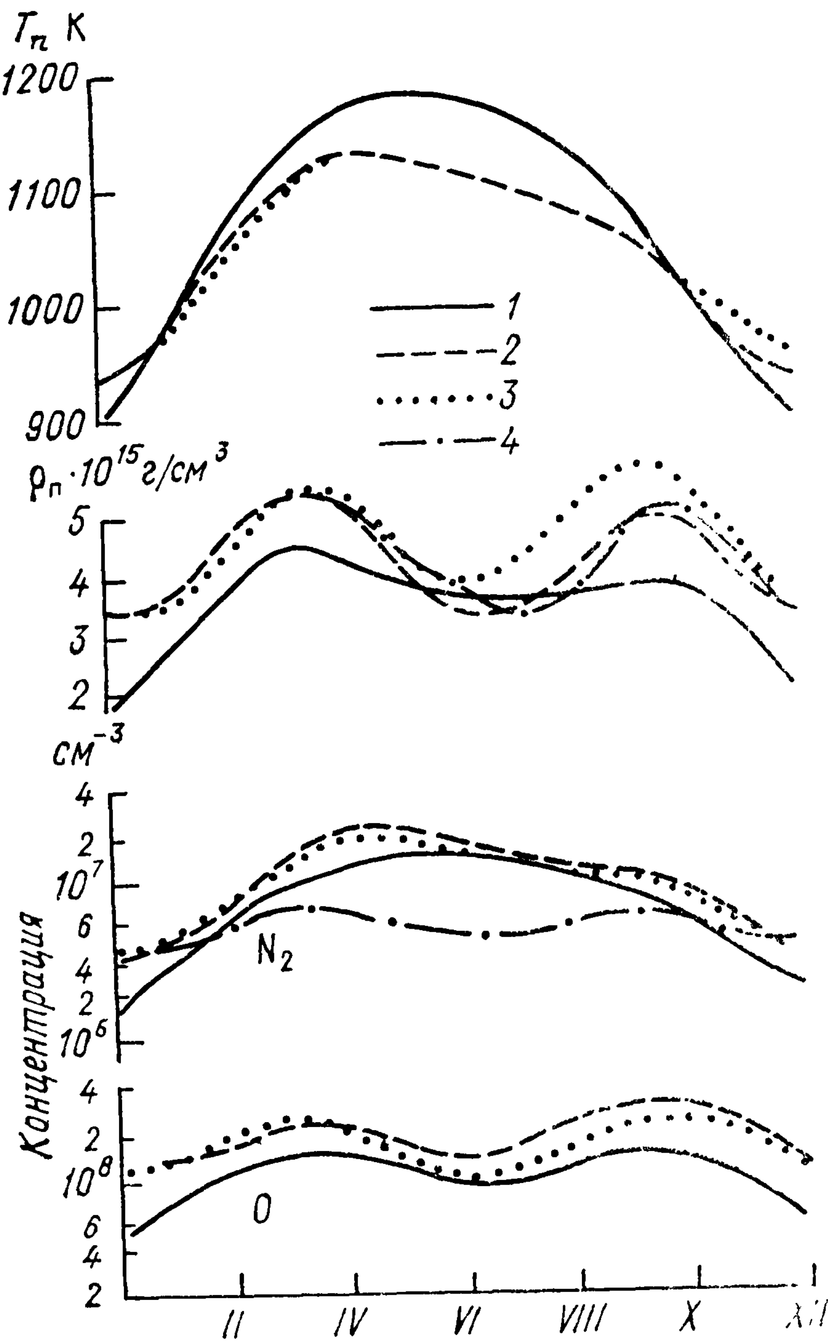


Рис. 22.2.1. Сравнение годовых вариаций плотности, состава и температуры, рассчитанных по теоретической (*1*) и эмпирическим (*2—4*) моделям.

В основе самосогласованной модели лежит совместное решение системы уравнений неразрывности, движения и теплового баланса. Система должна решаться в рамках трехмерной нестационарной задачи. Как показывает анализ [18, 19], при этом можно ограничиться гидродинамическим приближением, близким к системе Навье—Стокса. Пример такой модели подробно представлен в [3]. Для доведения самосогласованной модели до численного счета требуется еще целый ряд серьезных упрощений, важнейшим из которых является исключение уравнения движения для суммарной плотности.

Сравнение результатов расчетов параметров верхней атмосферы с эмпирическими моделями представлено согласно [3, 20]. Из рис. 22.2.1 видно, что такой подход позволяет воспроизвести основные вариации параметров верхней атмосферы. Однако следует учитывать, что часть этих вариаций закладывается в нижних граничных условиях.

В табл. 22.2.1 приведен пример расчета параметров по самосогласованной модели для 56° с. ш., $F_{10,7} = 160$ и 12 ч местного времени.

22.3. ЭМПИРИЧЕСКИЕ И ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

В основе существующих эмпирических и полуэмпирических моделей верхней атмосферы лежат экспериментальные данные, полученные с помощью спутников. В более ранних моделях использованы данные спутников с орбитами, близкими к круговым, на высотах 300—500 км. В более поздних моделях они были дополнены данными спутников серии АЕ с перигеем на высотах 150—160 км. Полуэмпирические модели, как правило, строятся на основе аппроксимации спутниковых данных на меньшие высоты с учетом физических представлений, простейшим из которых является барометрическое распределение основных составляющих по высоте. Модели стремятся воспроизвести суточные, полугодовые, сезонные, годовые вариации параметров верхней атмосферы

Таблица 22.2.1

Высота, км	T_h	T_e	n_e	[M+]	[O+]	[O]	[O$_2$]	[NO$_2$]
120	454	400	1,29E 05	2,93E 04	1,00E 02	1,26E 11	3,43E 10	3,12E 11
129	565	587	8,58E 04	8,49E 04	8,26E 02	8,10E 10	1,53E 10	1,34E 11
139	664	735	1,50E 05	1,43E 05	6,55E 03	5,40E 10	5,83E 09	6,30E 10
150	762	924	2,24E 05	1,92E 05	3,17E 04	3,61E 10	2,57E 09	3,03E 10
164	859	1139	3,21E 05	2,05E 05	1,16E 05	2,36E 10	1,11E 09	1,43E 10
180	951	1315	5,07E 05	1,54E 05	3,53E 05	1,49E 10	4,54E 08	6,47E 09
200	1022	1375	9,49E 05	8,40E 04	8,65E 05	9,65E 09	1,96E 08	3,07E 09
220	1075	1372	1,58E 06	4,26E 04	1,53E 06	6,58E 09	9,05E 07	1,55E 09
240	1114	1401	1,93E 06	2,37E 04	1,91E 06	4,65E 09	4,37E 07	8,18E 08
250	1142	1500	1,89E 06	1,53E 04	1,87E 06	3,37E 09	2,18E 07	4,43E 08
280	1159	1671	1,61E 06	1,00E 00	1,61E 06	2,49E 09	1,11E 07	2,45E 08
300	1168	1895	1,32E 06	1,00E 00	1,32E 06	1,85E 09	5,74E 06	1,38E 08
320	1170	2129	1,08E 06	1,00E 00	1,08E 06	1,36E 09	3,00E 06	7,79E 07
340	1170	2341	8,76E 05	1,00E 00	8,76E 05	9,84E 09	1,56E 06	4,40E 07
360	1170	2516	7,17E 05	1,00E 00	7,17E 05	7,11E 08	8,17E 05	2,49E 07
380	1170	2657	5,93E 05	1,00E 00	5,93E 05	5,14E 08	4,27E 05	1,40E 07
400	1170	2766	4,98E 05	1,00E 00	4,98E 05	3,71E 08	2,23E 05	7,94E 06
420	1170	2849	4,23E 05	1,00E 00	4,23E 05	2,68E 08	1,16E 05	4,48E 06
440	1170	2910	3,65E 05	1,00E 00	3,65E 05	1,94E 08	6,08E 04	2,53E 06
460	1170	2954	3,18E 05	1,00E 00	3,18E 05	1,40E 08	3,17E 04	1,43E 06
480	1170	2984	2,81E 05	1,00E 00	2,81E 05	1,01E 08	1,66E 04	8,09E 05
500	1170	3003	2,50E 05	1,00E 00	2,50E 05	7,32E 07	8,66E 03	4,57E 05

на разных широтах и при различных уровнях солнечной активности. Количество и разнообразие экспериментального материала определяет полноту моделей и прежде всего число параметров, количество их вариаций и пределы применимости моделей. Точность моделей зависит также от способа аппроксимации экспериментальных данных.

Модели Яккиа-65, -70, -71, -77 основаны на данных о торможении спутников в верхней атмосфере, и только в последней из них учтены результаты спутниковых масс-спектрометрических измерений состава, а также привлечены данные некоторых ракетных измерений. По торможению спутников определяется суммарная плотность термосферы. Принимая, что распределение по высоте соответствует барометрическому и задавая среднюю молекулярную массу, можно определить температуру. Таким образом, первые модели Яккиа — это в основном модели суммарной плотности и температуры. Аппроксимация температуры на меньшие высоты — вплоть до 120 км — в модели Яккиа-65 производится на основе формулы Бейтса (см. введение). Концентрация O, O_2 и N_2 и температура на нижней границе задаются постоянными $[O] = [O_2]$; выше концентрации рассчитываются по барометрическому закону. Экзосферная температура (T_∞) испытывает суточные, широтные, полугодовые и годовые вариации, а также зависит от уровня солнечной активности и геомагнитной возмущенности. В модели Яккиа-70 [12] в качестве нижней границы выбрана высота 90 км, однако это резко усложнило построение профиля температуры, а концентрации отдельных составляющих удалось рассчитать только начиная со 105 км. В этих моделях основная проблема состоит в определении концентрации атомного кислорода, в модели Яккиа-70 концентрация O на высоте 120 км в 1,5 раза больше, чем в модели Яккиа-65. В модели Яккиа-71 [13] концентрация O на высоте 150 км в 1,37 раза больше, а концентрация O_2 — в 0,65 меньше, чем в модели Яккиа-70.

В модель Яккиа-71 введены полугодовые вариации плотности, не связанные с температурой.

Наиболее совершенной из моделей Яккиа является модель Яккиа-77 [14]. В этой модели предпринята попытка учесть влияние мезосферы на термосферу. На высоте 83 км заданы максимальные значения температуры для зимы и минимальные для лета и учитывается влияние уровня турбопаузы. В этой модели также сделана попытка учета отклонений высотных распределений основных составляющих от барометрического закона. Для моделирования магнитовозмущенных условий используются представления о переносе частиц из высоких широт в сторону экватора. Все эти эффекты рассчитываются как поправки к некоторой статической модели.

Другая группа моделей — стандартные модели верхней атмосферы (CIRA). Эти модели (CIRA-65 [5]. CIRA-72 [6]) характеризуются прежде всего меньшей высотой нижней границы, что потребовало привлечения ракетных данных. Кроме того, в этих моделях для определения температуры используется подход [7], связанный с учетом нагрева термосферы за счет ультрафиолетового излучения Солнца.

Модель CIRA-72 состоит из двух частей: первая представляет собой обобщение данных ракетных измерений на высотах от 25 до 120 км, вторая в соответствии с моделью Яккиа-71 описывает термосферу выше 110 км. В осредненном варианте модели, т. е. без учета вариаций, рассчитываются и малые составляющие: H_2O, OH, H, H_2, HO_2, O_3 — на высотах 75—120 км. Модели CIRA представлены в виде таблиц. Дальнейшее совершенствование стандартных моделей имело место в модели USSA-76 [17].

Начало более совершенному поколению моделей положила модель, основанная на данных спутника OGO-6 [8]. При ее построении был разработан весьма универсальный способ аналитической аппроксимации экспериментальных данных. Основой моделей OGO-6 и ESRO-4 [21] явились масс-спектрометрические данные о составе, полученные с этих спутников. В более поздней модели DTM [4] (Drag Termospheric Model) использовались и данные, полученные по торможению спутников, и данные о температуре, полученные со спутников оптическим методом.

Модель MSIS объединила масс-спектрометрические данные шести спутников, в том числе и OGO-6, и данные некогерентного рассеяния по температуре. В модели CM (Combination Model) [15], так же как и в MSIS, используются масс-спектрометрические данные шести спутников и четырех станций некогерентного рассеяния.

Наиболее полной из современных моделей является MSIS-83 [10]. В ней использованы данные 17 спутниковых экспериментов, пяти станций некогерентного рассеяния и ракетных измерений.

Все указанные выше модели этой группы (кроме MSIS-83) устроены одинаково; в качестве нижней границы в них используется уровень 120 км. Высотные профили температуры задаются по формуле Бейтса, а концентрации — по барометрическому закону. Исходными параметрами являются концентрация и температура на высоте 120 км, экзосферная температура и температурный градиент. Все эти параметры меняются в пространстве и во времени, а также зависят от солнечной и геомагнитной активности. В моделях ESRO-4, OGO-6, DTM температура на нижней границе и градиент температуры — постоянные. В рассмотренных моделях принят единый способ описания вариаций, основанный на разложении по сферическим функциям. Например, для T_∞ имеем

$$T_\infty = \overline{T}_\infty \sum_{m,n} a_{m,n} \sin(\cos)\, mtP_{m,n}, \qquad (22.3.1)$$

где $\overline{T}_\infty$ — среднее значение T_∞, $P_{m,n}$ — полином Лежандра (определяет широтные вариации T_∞), t — местное время, $a_{m,n}$ — коэффициенты разложения, которые зависят от сезона, солнечной и геомагнитной активности. При учете долготных эффектов коэффициенты $a_{m,n}$ изменяются с долготой и мировым временем. Зависимость от сезона учитывается заданием номера дня в году, а зависимость от солнечной активности — индексом $F_{10,7}$. Для учета геомагнитной активности используются планетарные индексы — K_p (DTM, CM) и A_p.

Модель MSIS-86 существенно сложнее других. Она описывает верхнюю атмосферу с 80 км и выше. В модели учитывается переход от турбулентного перемешивания к диффузионному разделению, уровень которого определен на высоте 105 км. Однако есть возможность вносить поправки, учитывающие изменение положения этого уровня. В модели также предусмотрены поправки, учитывающие влияние среднемассового переноса и фотохимии. Правда, авторы считают, что пока эти поправки не очень хороши. Для расчетов температуры на высотах более 116,5 км используется формула Бейтса, как и в других моделях, на меньших высотах температура и концентрация определяются с учетом полученных на высоте 116,5 км и с привлечением ракетных данных. Учет влияния геомагнитной активности осуществляется как по среднесуточному, так и по трехчасовому значениям A_p-индекса. Модель MSIS-83 отличается высокой детализацией описания верхней атмосферы. Для расчета вариаций отдельных параметров в ней используется более 80 коэффициентов разложения — примерно в два раза больше, чем в других моделях. Краткая информация обо всех моделях дана в табл. 22.3.1.

Модель MSIS-86 представляет собой усовершенствованную (главным образом для высокоширотной области) модель MSIS-83. В нее включен значительный массив данных о температуре и составе, в том числе о концентрации атомного азота, полученных со спутника «Dynamics Explorer» (DE-8). Это позволило улучшить представление сезонных вариаций в полярной области как в спокойных условиях, так и во время возмущений. Кроме того, были добавлены вариации в локальном времени при геомагнитных эффектах.

Все модели, приведенные в таблице, в той или иной степени воспроизводят основные вариации параметров верхней атмосферы, однако имеются определенные отличия, некоторые из них следует отметить. Одной из главных вариаций является изменение экзосферной температуры в зависимости от солнечной активности, характеризуемой индексом $F_{10,7}$. Для долгопериодной вариации T_∞ используется значение $\overline{F}_{10,7}$, определенное за три месяца (или за три оборота Солнца). Для учета короткопериодных вариаций используется значение $F_{10,7}$ за предыдущий день в виде разности $\Delta F_{10,7} = F_{10,7} - \overline{F}_{10,7}$.

На рис. 22.3.1 *а* приведено изменение экзосферной температуры в зависимости от $\overline{F}_{10,7}$ для различных моделей. Чтобы исключить влияние сезонных вариаций расчеты проводили для одного сезона — осеннего равноденствия. Из рисунка видно, что все модели достаточно однозначно воспроизводят эту зависимость, однако наилучшее совпадение имеет место для средней солнечной активности ($100 < F_{10,7} < 150$). Это объясняется тем, что большинство экспериментальных данных, используемых в моделях, было получено при этих условиях. Аналогичная картина наблюдается для плотности и состава (рис. 22.3.1 *б*). Особенно сильное отличие модели ESRO-4 при увеличении $F_{10,7}$ обусловлено тем, что измерения со спутника ESRO-4 проводились в период низкой солнечной активности. Обратное имеет место для модели OGO-6.

Более сложно обстоит дело с воспроизведением в моделях вариаций, связанных с геомагнитной активностью,

которая определяется индексами A_p или K_p. Как видно из сравнения кривых на рис. 22.3.2, воспроизводящих широтный ход относительных возмущений термосферы на высоте 400 км, различие между отдельными моделями весьма велико. Это связано и с малой статистикой экспериментальных данных, и с трудностью использования физических представлений, которые пока еще являются недостаточно определенными.

Если в обычных условиях основная доля энергии поступает в термосферу в средних и низких широтах, где поглощение солнечного ультрафиолетового излучения максимально, то во время геомагнитных возмущений возникают дополнительные источники энергии: термосфера первоначально возмущается в высоких широтах и затем эти возмущения температуры, плотности и состава распространяются в средние

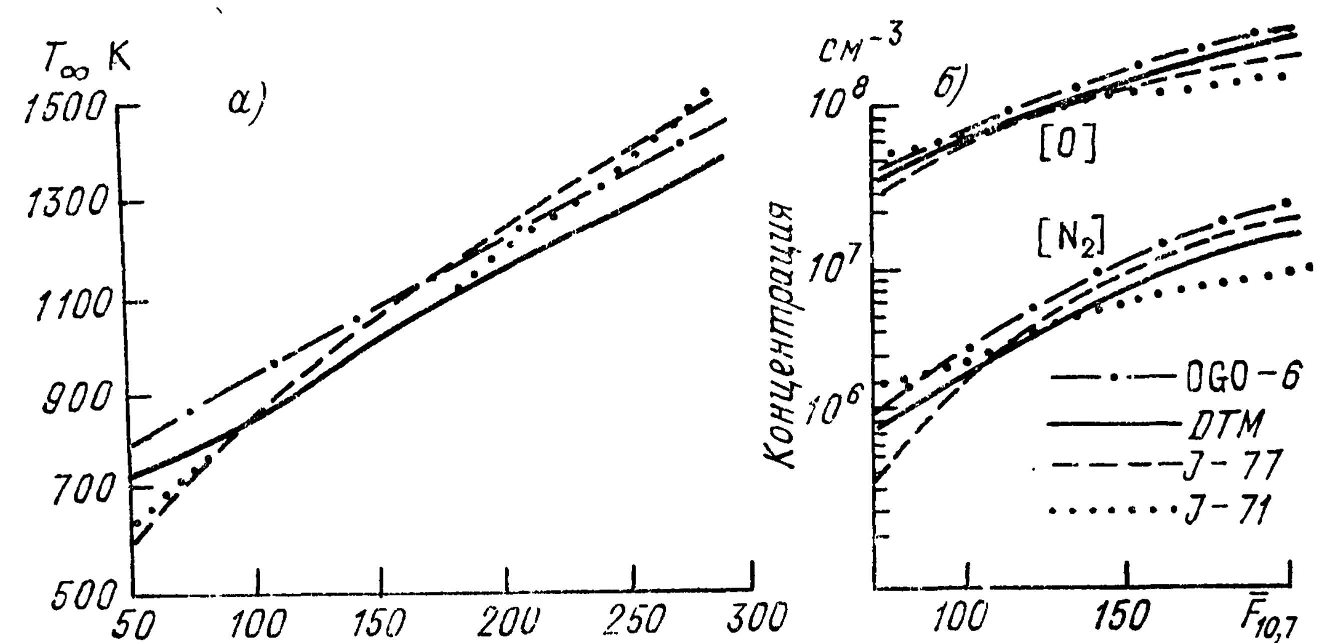


Рис. 22.3.1. Изменение температуры экзосферы (*а*) и состава атмосферы (*б*) в зависимости от солнечной активности на высоте 400 км в соответствии с разными моделями.

широты. Динамика такого распространения весьма сложна. Имеется также ряд других проблем, связанных с самими механизмами диссипации энергии, поступающей в этом случае из магнитосферы.

Одной из главных характерных особенностей возмущенной термосферы является увеличение доли тяжелых молекулярных составляющих и уменьшение концентрации атомного

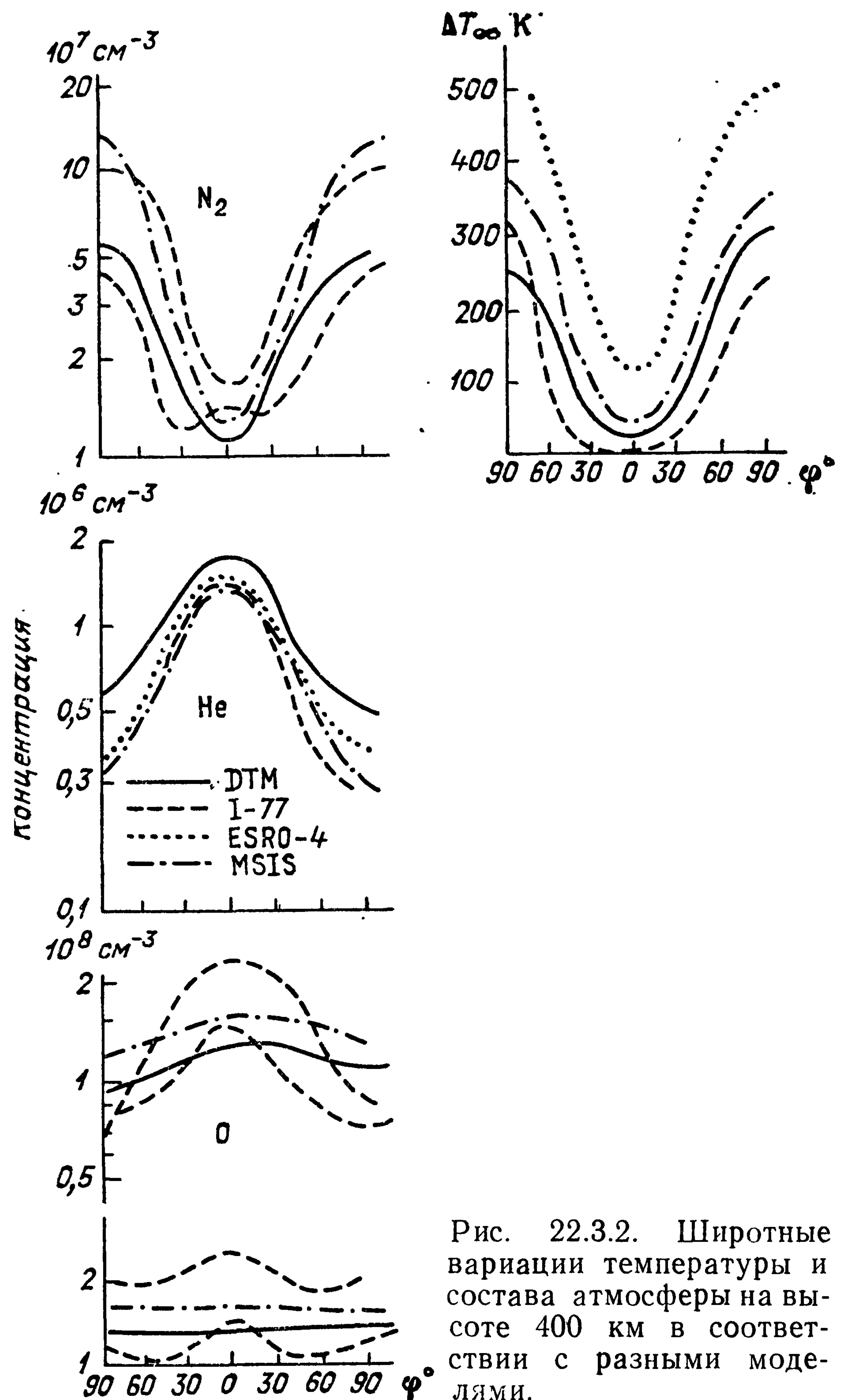


Рис. 22.3.2. Широтные вариации температуры и состава атмосферы на высоте 400 км в соответствии с разными моделями.

Таблица 22.3.1

Модель	Экспериментальные данные, используемые в модели	Параметры, определяемые моделью
OGO-6	Нейтральный масс-спектрометр на спутнике OGO-6	N_2, O, He; T_∞ получена по данным о [N_2], представлена в виде разложения по сферическим функциям
ESRO-4	Газовый анализатор на спутнике ESRO-4	Ar, N_2, O, He; T_∞ получена по данным о [N_2], [Ar]
MSTS	Нейтральные масс-спектрометры на пяти спутниках (AE-C, OGO-6, San-Marco-3, AEROS-A AE-C); четыре станции некогерентного рассеяния (Аресибо, Джакамарка, Миллстоун-хилл, Сан-Сантин); ионный масс-спектрометр на AE-C	[N_2] с пяти спутников, Ar, O, He с четырех; T_∞ получена по [N_2] и по данным некогерентного рассеяния O_2 и H
DTM	Данные по торможению спутников; модель T_∞ по свечению	O_2, N_2, O, He; T_∞
CM	Нейтральные и ионные масс-спектрометры на 8 спутниках (AE-C, AE-E, AEROS-A, AEROS-B, ARIEL-3, FSRO-4, OGO-6, Sun-Marco-3), четыре станции некогерентного рассеяния (Аресибо, Джакамарка, Миллстоун-Хилл, Сан-Сантин)	Ar, O_2, N_2, O, N, He, H; T_∞
Яккия-77	Данные по торможению спутников, спутниковые масс-спектрометрические измерения	T_∞, Ar, N_2, O_2, O, He, H; статическая модель в сочетании с поправками на термосферные вариации, долготные эффекты из-за использования геомагнитных координат при описании возмущенных условий
MSIS-83	Данные 17 экспериментов на спутниках OGO-6, Sun-Harco-3, Aeroc-A, AE-C, AE-D, AE-E, ESRO-4, пяти экспериментов на ракетах и пяти станций некогерентного рассеяния (Миллстоун-Хилл, Джакамарка, Аресибо, Сан-Сантин, Малверн) Нейтральный масс-спектрометр на AE-C	Ar, O, O_2, N_2, He, H; T_∞ определяются по данным некогерентного рассеяния и ракетным данным; введена зависимость параметров от долготы, мирового времени и от трех часовых индексов A_p O, He; T_∞ по N_2; используются геомагнитные координаты .

Высота, км	T K	[He]	[O]	$[O_2]$	[Ar]	[H]	$[N_2]$
				Зима			
80	247,4	1,47E 09	2,750E 09	5,515E 13	2,246E 12	3,619E 07	1,808E 14
90	200,2	4,26E 08	2,225E 11	1,449E 13	6,242E 11	6,648E 07	5,093E 13
100	194,3	1,17E 08	4,377E 11	2,491E 12	1,007E 11	1,849E 07	1,009E 13
110	221,7	5,64E 07	2,272E 11	3,313E 11	1,197E 10	7,571E 06	1,852E 12
120	340,9	3,89E 07	8,451E 10	4,197E 10	1,340E 09	3,238E 06	3,617E 11
130	476,3	3,75E 07	4,130E 10	1,002E 10	2,666E 08	1,566E 06	1,188E 11
140	581,2	3,69E 07	2,503E 10	3,923E 09	7,818E 07	8,618E 05	5,352E 10
150	662,4	3,30E 07	1,699E 10	1,906E 09	2,956E 07	5,288E 05	2,828E 10
160	725,3	3,06E 07	1,234E 10	1,036E 09	1,330E 07	3,597E 05	1,642E 10
170	774,1	2,70E 07	9,365E 09	6,019E 08	6,675E 06	2,683E 05	1,013E 10
180	812,0	2,55E 07	7,311E 09	3,659E 08	3,585E 06	2,160E 05	6,512E 09
190	841,4	2,30E 07	5,817E 09	2,296E 08	2,010E 06	1,845E 05	4,311E 09
200	864,3	2,23E 07	4,689E 09	1,474E 08	1,161E 06	1,647E 05	2,915E 09
210	882,1	2,08E 07	3,813E 09	9,632E 07	6,852E 05	1,517E 05	2,003E 09
220	895,9	1,98E 07	3,121E 09	6,376E 07	4,107E 05	1,428E 05	1,393E 09
230	906,7	1,82E 07	2,566E 09	4,264E 07	2,491E 05	1,365E 05	9,784E 08
240	915,2	1,75E 07	2,116E 09	2,875E 07	1,525E 05	1,318E 05	6,920E 08
250	921,7	1,66E 07	1,750E 09	1,950E 07	9,406E 04	1,283E 05	4,923E 08
260	926,9	1,54E 07	1,449E 09	1,330E 07	5,837E 04	1,254E 05	3,519E 08
270	930,9	1,57E 07	1,202E 09	9,107E 06	3,640E 04	1,230E 05	2,525E 08
280	934,0	1,46E 07	9,988E 08	6,258E 06	2,279E 04	1,209E 05	1,818E 08
290	936,5	1,39E 07	8,306E 08	4,313E 06	1,432E 04	1,191E 05	1,312E 08
300	938,4	1,36E 07	6,913E 08	2,980E 06	9,028E 03	1,174E 05	9,493E 07
310	939,9	1,26E 07	5,797E 08	2,064E 06	5,705E 03	1,157E 05	6,881E 07
320	941,1	1,10E 07	4,826E 08	1,432E 06	3,614E 03	1,143E 05	4,997E 07
330	942,0	1,17E 07	4,012E 08	9,954E 05	2,294E 03	1,129E 05	3,634E 07
340	942,8	1,06E 07	3,354E 08	6,930E 05	1,459E 03	1,116E 05	2,647E 07
350	943,3	1,08E 07	2,800E 08	4,832E 05	9,299E 02	1,103E 05	1,931E 07
360	943,8	9,99E 06	2,339E 08	3,374E 05	5,936E 02	1,091E 05	1,410E 07
370	944,1	9,43E 06	1,955E 08	2,359E 05	3,795E 02	1,078E 05	1,031E 07
380	944,4	9,08E 06	1,636E 08	1,651E 05	2,430E 02	1,066E 05	7,544E 06
390	944,6	8,63E 06	1,396E 08	1,157E 05	1,559E 02	1,054E 05	5,527E 06
400	944,8	8,27E 06	1,147E 08	8,120E 04	1,001E 02	1,042E 05	4,054E 06
80	180,7	3,19E 09	5,479E 09	1,239E 14	5,497E 12	7,470E 07	3,987E 14
90	166,2	5,26E 08	2,470E 11	1,854E 13	8,149E 11	7,611E 07	6,507E 13
100	194,3	1,04E 08	3,333E 11	2,192E 12	9,281E 10	1,546E 07	9,057E 12
110	241,0	3,86E 07	1,657E 11	2,822E 11	1,180E 10	5,944E 06	1,674E 12
120	357,4	1,83E 07	6,430E 10	3,623E 10	1,623E 09	2,526E 06	3,634E 11
130	504,4	9,70E 06	3,068E 10	8,710E 09	3,727E 08	1,177 06	1,229E 11
140	621,0	6,45E 06	1,808E 10	9,459E 09	1,246E 08	6,243E 05	5,667E 10
150	721,3	5,13E 06	1,195E 10	1,725E 09	5,216E 07	3,708E 05	3,067E 10
160	800,5	4,42E 06	8,487E 09	9,672E 08	2,531E 07	2,455E 05	1,828E 10
170	865,1	4,00E 06	6,324E 09	5,822E 08	1,351E 07	1,792E 05	1,161E 10
180	917,7	3,60E 06	4,874E 09	3,678E 08	7,682E 06	1,419E 05	7,709E 09
190	960,7	3,36E 06	3,850E 09	2,405E 08	4,562E 06	1,197E 05	5,285E 09
200	995,7	3,15E 06	3,097E 09	1,615E 08	2,795E 06	1,059E 05	3,712E 09
210	1024,3	2,97E 06	2,525E 09	1,106E 08	1,753E 06	9,685E 04	2,655E 09
220	1047,7	2,83E 06	2,082E 09	7,692E 07	1,120E 06	9,072E 04	1,927E 09
230	1066,9	2,68E 06	1,731E 09	5,416E 07	7,257E 05	8,461E 04	1,414E 09
240	1082,5	2,58E 06	1,449E 09	3,851E 07	4,757E 05	8,326E 04	1,047E 09
250	1095,3	2,41E 06	1,220E 09	2,716E 07	3,147E 05	8,087E 04	7,814E 08
260	1105,8	2,33E 06	1,031E 09	1,992E 07	2,098E 05	7,898E 04	5,865E 08
270	1114,5	2,23E 06	8,747E 08	1,445E 07	1,407E 05	7,744E 04	4,425E 08
280	1121,5	2,11E 06	1,053E 07	9,491E 04	7,614E 04	7,614E 04	3,352E 08
290	1127,3	2,04E 06	6,350E 08	7,705E 06	6,430E 04	7,501E 04	2,548E 08
300	1132,1	1,92E 06	5,429E 08	5,656E 06	4,373E 04	7,400E 04	1,943E 08
310	1136,0	1,85E 06	4,650E 08	4,163E 06	2,984E 04	7,294E 04	1,485E 08
320	1139,2	1,83E 06	3,989E 08	3,072E 06	2,042E 04	7,213E 04	1,138E 08
330	1141,9	1,74E 06	3,426E 08	2,272E 06	1,402E 04	7,136E 04	8,738E 07
340	1144,0	1,68E 06	2,946E 08	1,683E 06	9,639E 03	7,062E 04	6,720E 07
350	1145,8	1,65E 06	2,536E 08	1,249E 06	6,643E 03	6,990E 04	5,176E 07
360	1147,3	1,56E 06	2,185E 08	9,288E 05	4,587E 03	6,921E 04	3,992E 07
370	1148,5	1,49E 06	1,885E 08	6,914E 05	3,173E 03	6,853E 04	3,084E 07
380	1149,5	1,44E 06	1,626E 08	5,155E 05	2,198E 03	6,787E 04	2,384E 07
390	1150,4	1,32E 06	1,405E 08	3,848E 05	1,526E 03	6,722E 04	1,846E 07
400	1151,0	1,32E 06	1,214E 08	2,875E 05	1,060E 03	6,659E 04	1,430E 07
80	193,3	3,49E 09	6,039E 09	1,349E 14	5,981E 12	6,660E 07	4,531E 14
90	165,6	6,42E 08	3,096E 11	2,283E 13	1,004E 12	7,006E 07	8,052E 13
100	191,9	1,23E 08	4,108E 11	2,585E 12	1,112E 11	1,249E 07	1,100E 13
110	248,0	4,69E 07	1,981E 11	2,996E 11	1,355E 10	4,099E 06	1,973E 12
120	385,1	2,30E 07	7,586E 10	3,415E 10	1,848E 09	1,472E 06	4,295E 11
130	565,6	1,31E 07	3,627E 10	7,871E 09	4,303E 08	5,799E 05	1,493E 11

* —5,55 E 09 $= 5{,}55 \cdot 10^9$, $см^{-3}$.

Высота, км	T К	[He]	[O]	$[O_2]$	[Ar]	[H]	$[N_2]$
140	715,7	9,39E 06	2,177E 10	3,219E 09	1,487E 08	2,654E 05	7,193E 10
150	840,5	7,64E 06	1,472E 10	1,690E 09	6,532E 07	1,391E 05	4,083E 10
160	944,5	6,68E 06	1,071E 10	1,002E 09	3,369E 07	8,331E 04	2,555E 10
170	1031,1	6,03E 06	8,190E 09	6,386E 08	1,926E 07	5,636E 04	1,704E 10
180	1103,2	5,55E 06	6,481E 09	4,272E 08	1,176E 07	4,221E 04	1,188E 10
190	1163,5	5,19E 06	5,258E 09	2,960E 08	7,513E 06	3,423E 04	8,557E 09
200	1213,6	4,83E 06	4,346E 09	2,106E 08	4,955E 06	2,945E 04	6,316E 09
210	1255,5	4,57E 06	3,643E 09	1,528E 08	3,348E 06	2,644E 04	4,751E 09
220	1290,5	4,38E 06	3,088E 09	1,127E 08	2,304E 06	2,446E 04	3,626E 09
230	1319,8	4,17E 06	2,641E 09	8,419E 07	1,609E 06	2,310E 04	2,801E 09
240	1344,5	3,99E 06	2,275E 09	6,353E 07	1,137E 06	2,213E 04	2,184E 09
250	1364,7	3,78E 06	1,970E 09	4,834E 07	8,110E 05	2,142E 04	1,716E 09
260	1381,8	3,61E 06	1,714E 09	3,704E 07	5,832E 05	2,088E 04	1,357E 09
270	1396,2	3,57E 06	1,498E 09	2,854E 07	4,222E 05	2,045E 04	1,079E 09
280	1408,2	3,32E 06	1,313E 09	2,210E 07	3,074E 05	2,010E 04	8,615E 08
290	1418,3	3,26E 06	1,154E 09	1,718E 07	2,248E 05	1,980E 04	6,906E 08
300	1426,7	3,17E 06	1,016E 09	1,341E 07	1,651E 05	1,955E 04	5,554E 08
310	1433,8	3,04E 06	8,973E 08	1,049E 07	1,217E 05	1,927E 04	4,479E 08
320	1439,8	2,96E 06	7,932E 08	8,233E 06	8,996E 04	1,908E 04	3,620E 08
330	1444,8	2,84E 06	7,021E 08	6,475E 06	6,668E 04	1,890E 04	2,933E 08
340	1449,0	2,76E 06	6,224E 08	5,103E 06	4,955E 04	1,873E 04	2,380E 08
350	1452,5	2,71E 06	5,523E 08	4,028E 06	3,689E 04	1,856E 04	1,934E 08
360	1455,5	2,60E 06	4,906E 08	3,185E 06	2,752E 04	1,841E 04	1,575E 08
370	1458,0	2,53E 06	4,362E 08	2,522E 06	2,057E 04	1,862E 04	1,284E 08
380	1460,1	2,49E 06	3,881E 08	2,000E 06	1,539E 04	1,811E 04	1,047E 08
390	1461,9	2,37E 06	3,456E 08	1,588E 06	1,154E 04	1,797E 04	8,558E 07
400	1463,4	2,30E 06	3,079E 08	1,262E 06	8,661E 03	1,783E 04	6,998E 07
80	324,4	1,12E 09	2,145E 09	4,259E 13	1,870E 12	2,353E 07	1,408E 14
90	209,8	4,81E 08	2,576E 11	1,653E 13	7,124E 11	5,783E 07	5,851E 13
100	193,1	1,43E 08	5,478E 11	3,006E 12	1,236E 11	1,527E 07	1,252E 13
110	223,3	6,38E 07	2,790E 11	3,623E 11	1,411E 10	5,413E 06	2,249E 12
120	368,6	3,81E 07	9,953E 10	3,869E 10	1,519E 09	1,913E 06	4,274E 11
130	536,7	3,02E 07	4,883E 10	9,109E 09	3,094E 08	7,923E 05	1,451E 11
140	669,8	2,75E 07	3,022E 10	3,704E 09	9,483E 07	3,775E 05	6,877E 10
150	775,4	2,49E 07	2,105E 10	1,911E 09	3,809E 07	2,051E 05	3,840E 10
160	859,1	2,18E 07	1,574E 10	1,108E 09	1,843E 07	1,266E 05	2,359E 10
170	925,6	1,92E 07	1,230E 10	6,884E 08	1,003E 07	8,771E 04	1,541E 10
180	978,3	1,88E 07	9,904E 09	4,477E 08	5,855E 06	6,693E 04	1,050E 10
190	1020,3	1,73E 07	8,134E 09	3,007E 08	3,578E 06	5,506E 04	7,372E 09
200	1053,7	1,60E 07	6,773E 09	2,068E 08	2,255E 06	4,788E 04	5,290E 09
210	1080,2	1,51E 07	5,693E 09	1,448E 08	1,452E 06	4,334E 04	3,860E 09
220	1101,4	1,43E 07	4,818E 09	1,028E 08	9,504E 05	4,034E 04	2,852E 09
230	1118,3	1,34E 07	4,097E 09	7,374E 07	6,299E 05	3,828E 04	2,129E 09
240	1131,7	1,32E 07	3,497E 09	5,335E 07	4,215E 05	3,681E 04	1,601E 09
250	1142,4	1,25E 07	2,994E 09	3,886E 07	2,843E 05	3,573E 04	1,212E 09
260	1151,0	1,23E 07	2,568E 09	2,845E 07	1,930E 05	3,489E 04	9,216E 08
270	1157,9	1,15E 07	2,207E 09	2,093E 07	1,317E 05	3,422E 04	7,039E 08
280	1163,4	1,19E 07	1,899E 09	1,545E 07	9,021E 04	3,366E 04	5,394E 08
290	1167,7	1,06E 07	1,636E 09	1,145E 07	6,204E 04	3,319E 04	4,146E 08
300	1171,3	1,06E 07	1,411E 09	8,499E 06	4,280E 04	3,276E 04	3,194E 08
310	1174,1	9,85E 06	1,227E 09	6,325E 06	2,960E 04	3,230E 04	2,466E 08
320	1176,3	9,50E 06	1,059E 09	4,717E 06	2,052E 04	3,197E 04	1,907E 08
330	1178,1	9,13E 06	9,142E 08	3,524E 06	1,426E 04	3,166E 04	1,477E 08
340	1179,6	8,81E 06	7,903E 08	2,636E 06	9,926E 03	3,135E 04	1,146E 08
350	1180,8	8,54E 06	6,837E 08	1,975E 06	6,921E 03	3,105E 04	8,899E 07
360	1181,7	8,21E 06	5,920E 08	1,482E 06	4,833E 03	3,076E 04	6,920E 07
370	1182,5	7,90E 06	5,129E 08	1,113E 06	3,380E 03	3,047E 04	5,387E 07
380	1183,1	7,61E 06	4,446E 08	8,371E 05	2,368E 03	3,019E 04	4,198E 07
390	1183,6	7,30E 06	3,857E 08	6,302E 05	1,660E 03	2,992E 04	3,274E 07
400	1183,9	7,16E 06	3,348E 08	4,749E 05	1,166E 03	2,965E 04	2,556E 07

кислорода и гелия. Причем это изменение явно не может быть обусловлено только увеличением T_∞, что свидетельствует о существенном изменении процессов циркуляции при геомагнитных возмущениях. Модели представляют и долготный эффект в этих возмущениях термосферы.

Дневной нагрев верхней атмосферы за счет солнечного ультрафиолетового излучения обусловливает суточные вариации температуры, плотности и состава. Согласно эмпирическим моделям, только суточные вариации $[N_2]$ полностью соответствуют суточным вариациям температуры и их максимум приходится на 14—15 ч. Максимумы концентраций других, более легких компонент (O, He), как это видно из рис. 22.3.3, приходятся на более раннее время; при этом существует значительное различие в воспроизведении разными моделями суточных вариаций.

Приток энергии солнечного излучения в верхнюю атмосферу меняется не только в течение суток, но и в зависимости от сезона (рис. 22.3.4). Сезонные вариации T_∞ и $[N_2]$ подобны (максимум — летом, минимум — зимой), а концентрация атомного кислорода испытывает дополнительные изменения во время равноденствия, т. е. полугодовые вариации. Поскольку на высотах более 200 км атомный кислород становится основной компонентой, то там имеют место полугодовые вариации плотности (см. рис. 22.3.4).

Помимо сезонных вариаций, существуют широтные вариации основных параметров термосферы. Согласно наиболее полной модели MSIS-83, имеются два температурных максимума — на широте около 35 и 70°. В равноденствие наблюдается один максимум в районе экватора. Это означает, что и в геомагнитно спокойных условиях существует дополнительный нагрев верхней атмосферы в высоких широтах; с этим нагревом связаны и долготные вариации состава верхней атмосферы.

В табл. 22.3.2 приведены значения основных параметров верхней атмосферы, рассчитанные по модели MSIS-83 для 12 ч местного времени, $\varphi = 45°$ с. ш., $F_{10,7} = 150$. В этой

таблице обозначение 5,55E 09 соответствует значению концентрации $5{,}55 \cdot 10^9$ $см^{-3}$.

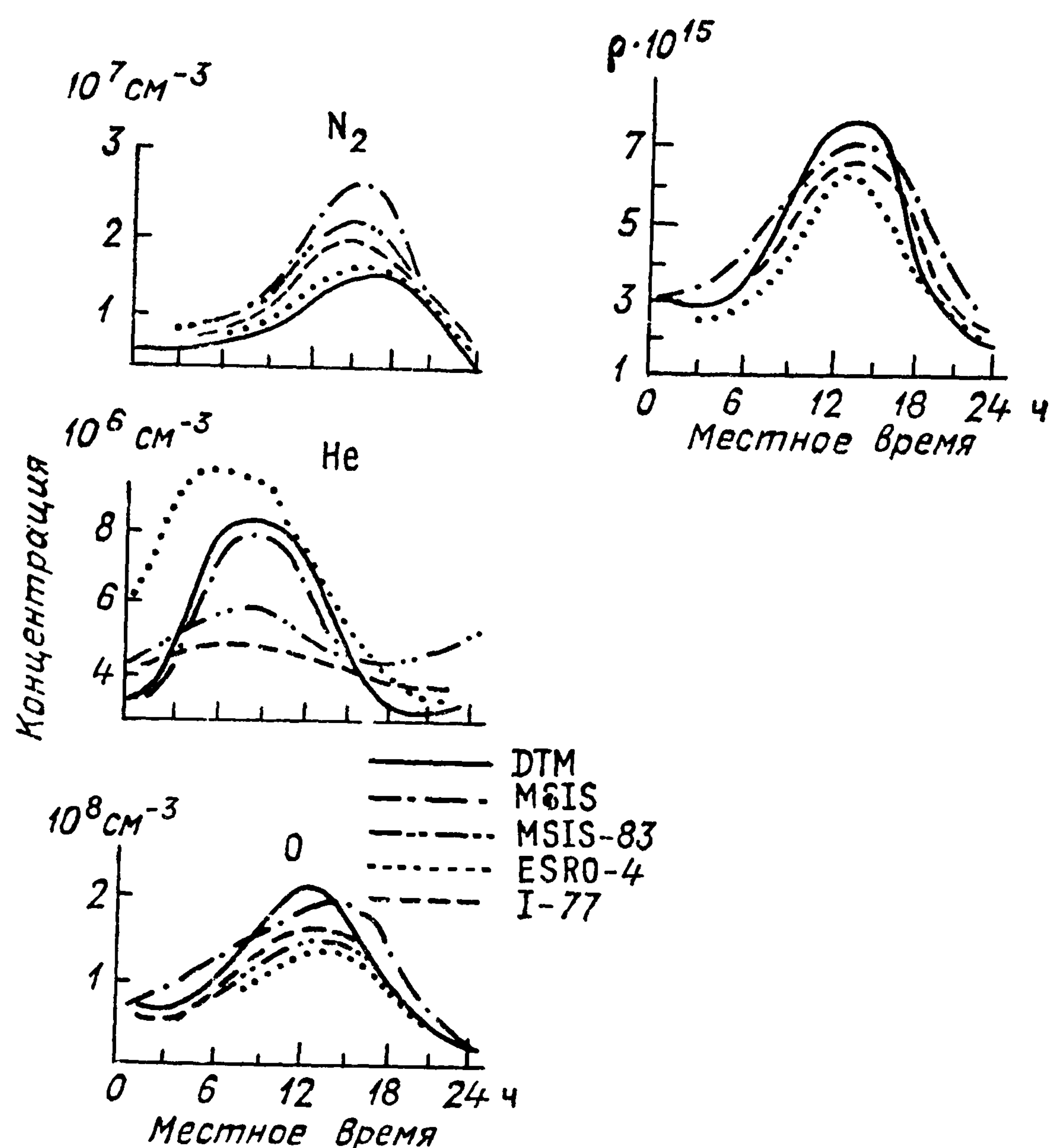


Рис. 22.3.3. Суточные вариации состава на высоте 400 км в соответствии с разными моделями.

6. CIRA-1972, COSPAR International Reference 1972.— Academic — Verlag, Berlin.
7. Harris I., Priester W. Time-dependent structure of the upper atmosphere. — J. Atm. Sci., 1962, v. 13, p. 286.
8. Hedin A. E., Mayer H. G., Reber C. A., Spencer N. W. — J. Geophys. Res., 1974, v. 79, p. 215.
9. Hedin A. E. et al. — J. Geophys. Res., 1977, v. 82, p. 2139.
10. Hedin A. E. — J. Geophys. Res., 1983, v. A12, p. 10170.
11. Hedin A. E.— J. Geophys. Res., 1987, v. A92, p. 4649.
12. Jacchia L. G. — Spec. Rep. Smith, Astrophys. Observ., 1970, v. 313, p. 88.
13. Jacchia L. G. — Spec. Rep. Smith, Astrophys. Observ., 1971, v. 332.
14. Jacchia L. G. — Spec. Rep. Smith, Astrophys. Observ., 1977, v. 375.
15. Kohnlein W. — Planet. Space Sci., 1980, v. 28, p. 225.
16. Kuze A., Ogawa T. — J. Geomagn. Geoelectr., 1988, v. 40, p. 1053.
17. Reber C. A., Minzner R. A., Huang F. T. — Rep. NASA SP-398. — Washington, D. C., 1976.
18. Schunk R. W. — Space Physics, 1977, v. 15, p. 429.
19. Vlasov M. N. — Terrestrial Solar Predictions Proceedings, 1980, v. 4, p. 41.
20. Vlasov M. N., Kolesnik A. G. — Adv. of Space Res., 1981, v. 1, p. 187.
21. Von Zahn V. et al. — Geophys. Res. Lett., 1977, v. 4, p. 33.

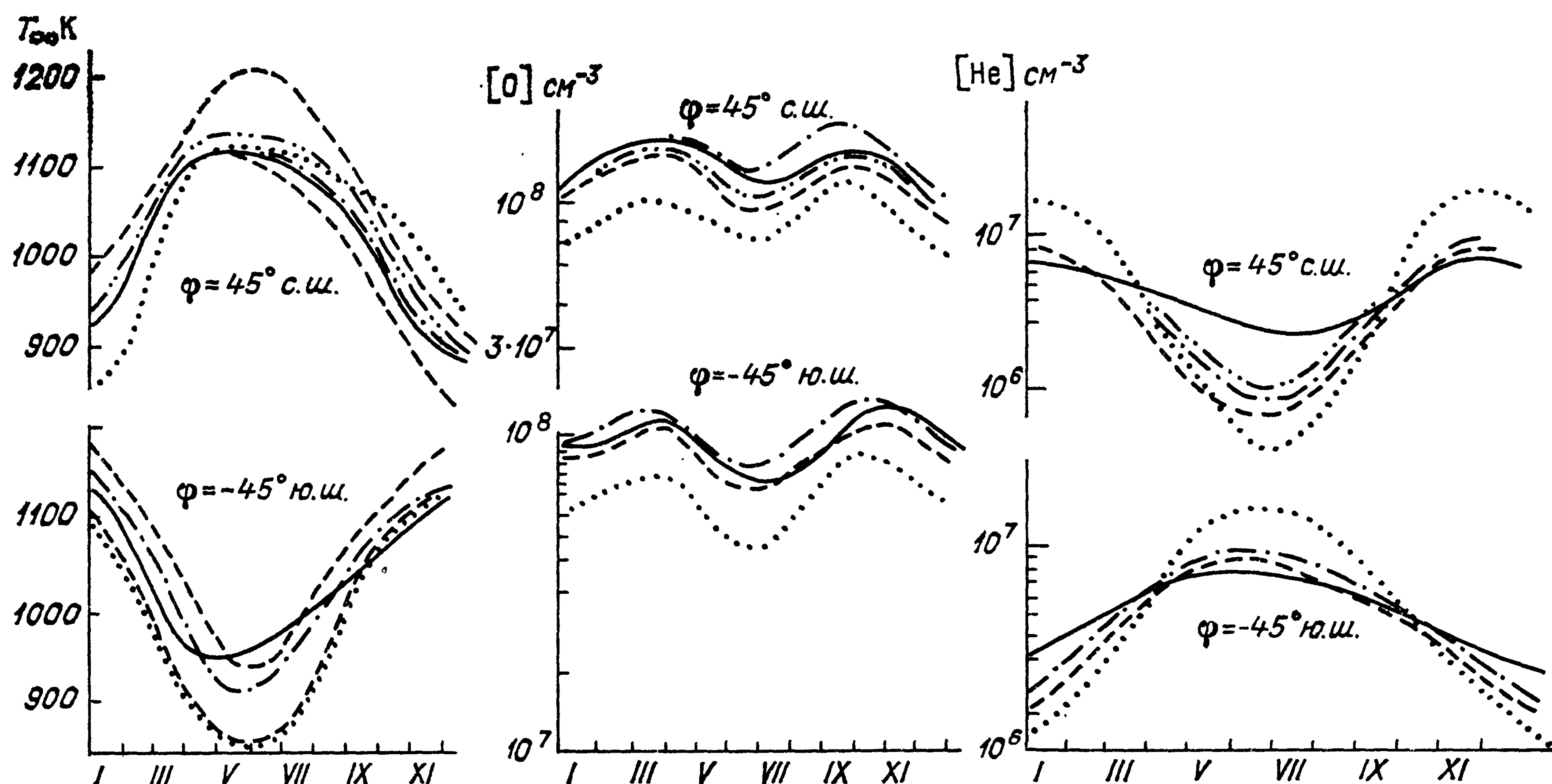


Рис. 22.3.4. Годовые вариации плотности и состава в соответствии с разными эмпирическими моделями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов М. Н., Давыдов В. Е. —Геомагнетизм и аэрономия, 1981, т. 21, с. 683.
2. Власов М. Н., Медведев В. В. — Геомагнетизм и аэрономия, 1981, т. 21. с. 857.
3. Власов М. Н., Отчет № Гос. регистрации 780208858, инв. № 653999. Москва: ИПГ, 1980.
4. Barlier F. et al. — Ann. ·Geophys., 1978, vol. 34, p. 1.
5. CIRA-1965, COSPAR International Reference Atmosphere 1965. — North-Holland, Amsterdam,

СПИСОК ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1973.

Маров М. Я., Колесниченко А. В. Введение в планетную аэрономию.— М.: Наука, 1987.

Тулинов Г. Ф. Труды X Всесоюзной конференции по динамике разреженных газов. Т. II. Аэрономика и экспериментальные приборы.— Москва, Издательство МЭИ, 1990.

Avdyushin S. I., Pokhunkov A. A., Tulinov G. F.— Adv. Space Res., 1987, v. 7, p. 21.

ЧАСТЬ V

Дополнительные сведения об атмосфере

Часть V. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АТМОСФЕРЕ

Глава 23. Атмосферное электричество

Глава 24. Распространение электромагнитных волн в атмосфере

Глава 25. Атмосферный аэрозоль

Глава 26. Антропогенное загрязнение атмосферы

Глава 27. Атмосферная акустика

Глава 23. АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

23.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Основными характеристиками, определяющими электрическое состояние атмосферы, являются напряженность электрического поля $\mathbf{E}$ (измеряемая в В/м); нередко вместо этой величины используют градиент потенциала $\nabla\varphi$ (φ — потенциал электрического поля в атмосфере, размерность которого совпадает с напряженностью электрического поля, но отличается от $\mathbf{E}$ знаком), плотность электрического заряда ρ (измеряемая в Кл/м^3), плотность электрического тока $\mathbf{j}$ (измеряемая в А/м^2), потенциал электрического поля атмосферы φ (измеряемый в В), электропроводность атмосферы λ (измеряемая в См/м).

Рассмотренные выше характеристики электрического поля атмосферы являются локальными. Как будет видно ниже, они не являются независимыми. Так, плотность электрического заряда ρ связана с напряженностью электрического поля $\mathbf{E}$ или градиентом потенциала φ через уравнение Пуассона, плотность электрического тока $\mathbf{j}$ связана с $\mathbf{E}$ законом Ома.

Кроме рассмотренных выше величин, существуют величины, которые определяют глобальное электрическое состояние атмосферы. К этим величинам относятся электрический потенциал ионосферы φ_∞, общее сопротивление атмосферы R с размерностью $[R]=\Omega$, полный заряд атмосферы Q ($[Q]$ = Кл), полный электрический ток в атмосфере I ($[I]=A$). Кроме того, для каждого района земного шара часто рассматривают сопротивление столба атмосферы, рассчитанного на единичную площадь R_e ($[R_e$ = Ом·м$^2]$). Все эти величины связаны с локальными электрическими характеристиками атмосферы. Связь между ними будет получена ниже.

23.2. ГЛОБАЛЬНАЯ АТМОСФЕРНО-ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ТОКОВАЯ ЦЕПЬ

23.2.1. Понятие о глобальной атмосферно-электрической цепи. Основные уравнения. Электропроводность атмосферы

Глобальная атмосферно-электрическая токовая цепь определяет в атмосфере баланс электрических токов, условия поддержания электрического поля, а также структуру электрических полей и токов. Данные многолетних измерений электрических характеристик атмосферы вблизи поверхности Земли указывают на существование электрического поля напряженностью порядка 10^2 В/м и электрического тока плотностью порядка 10^{-12} А/м^2. Эти параметры определяются в так называемых условиях хорошей погоды, т. е. при отсутствии в данном районе Земли облаков, ветров, метелей. Измерения электрического поля «хорошей погоды» вблизи земной поверхности позволяют оценить некоторый эффективный заряд Земли, который составляет 10^5 К. Поскольку атмосфера Земли обладает электропроводностью, то при отсутствии источников электрического поля электрическое поле в атмосфере исчезает примерно за 10 мин. Согласно современным представлениям, основным источником электрического поля в тропосфере и стратосфере являются грозовые облака. Грозовые облака действуют как токовые генераторы. Возможно, что грозовые облака не единственные генераторы, поддерживающие электрическое поле атмосферы. Не до конца выяснена роль генераторов, действующих в верхних слоях атмосферы (ионосферы и магнитосферы), облаков слоистых форм, конвективного токового генератора, действующего в пограничном слое атмосферы. Отметим, что в областях существования грозовых облаков текут токи, заряжающие атмосферу, в областях, свободных от грозовых облаков, текут токи разрядки.

Основные уравнения, описывающие глобальную токовую цепь, имеют следующий вид [11]:

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\mu_0\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t},\quad \operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j} + \varepsilon_0\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t},$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = \rho/\varepsilon_0,\quad \operatorname{div}\mathbf{H} = 0,$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\mathbf{j} = 0, \qquad (23.2.1)$$

где $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля, ρ — плотность электрического заряда, $\mathbf{j}$ — плотность электрического тока, ε_0, μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

В условиях $T \gg L\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $T \gg 2\pi\mu_0\lambda L^2$ (T — характерный временной масштаб, L — характерный пространственный масштаб задачи) система уравнений (23.2.1) сводится к следующей системе:

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = 0,\quad \operatorname{div}\mathbf{E} = \rho/\varepsilon_0,$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\mathbf{j} = 0. \qquad (23.2.2)$$

Отметим, что система (23.2.2) фактически описывает все электрические процессы в нижних слоях атмосферы, исключая может быть только быстропеременные процессы, протекающие при молниевых разрядах. Последнее уравнение для плотности электрического заряда есть следствие уравнения для rot $\mathbf{H}$, если от него взять операцию div. Выражение для плотности электрического тока записывается в следующем виде [11]:

$$\mathbf{j} = \lambda\mathbf{E} + \rho\mathbf{v} + D_\text{т}\nabla\rho + \sum_s \mathbf{j}_s, \qquad (23.2.3)$$

где $\mathbf{v}$ — гидродинамическая скорость движения среды, $D_\text{т}$ — коэффициент турбулентной диффузии, $\mathbf{j}_s$ — плотность электрического тока, создаваемая i-м источником.

Последний член, входящий в выражение (23.2.3), описывает источники тока в атмосфере, которыми, в частности, являются грозы. Второй и третий члены существенны в пограничном слое атмосферы.

Если выполнено условие $T \gg \varepsilon_0/\lambda = \tau_\lambda$, то в этом случае током смещения $\varepsilon_0\partial E/\partial t$ можно пренебречь и система уравнений (23.2.2) превращается в стационарную

$$\operatorname{div}\mathbf{j} = 0,\quad \operatorname{rot}\mathbf{E} = 0,\quad \operatorname{div}\mathbf{E} = \rho/\varepsilon_0. \qquad (23.2.4)$$

Важную роль в исследовании электрических процессов в атмосфере играет ее электропроводящие свойства. Ионный состав атмосферы в нижнем слое довольно сложен. Имеется целый спектр ионов, которые представляют собой комплексы молекул, несущих заряд, равный элементарному заряду (заряд электрона e). Атмосферные ионы различаются химической природой входящих в них молекул, коэффициентом диффузии, подвижностью ($b_\pm$). Можно выделить примерно пять групп ионов в зависимости от их подвижности и радиуса [27]:

легкие (малые) ионы ($b_\pm \geqslant 10^{-4}$ м^2/(с·В), $r \leqslant 6{,}6\times10^{-8}$ см);

легкие промежуточные ионы (10^{-6} м^2/(с·В) $\leqslant b_\pm \leqslant 10^{-4}$ м^2/(с·В), $6{,}6\cdot10^{-8}$ см $\leqslant r \leqslant 8\cdot10^{-8}$ см);

тяжелые (большие) промежуточные ионы (10^{-7} м^2/(с×В) $\leqslant b_\pm \leqslant 10^{-6}$ м^2/(с·В), $8\cdot10^{-8}$ см $\leqslant r \leqslant 2{,}5\cdot10^{-6}$ см);

ионы Ланжевена ($2{,}5\cdot10^{-8}$) м^2/(с·В) $\leqslant b_\pm \leqslant 10^{7}$ м^2/(с·В), $2{,}5\cdot10^{-6}$ см $\leqslant r \leqslant 5{,}7\cdot10^{-6}$ см);

ультратяжелые ионы ($b_\pm < 2{,}5\cdot10^{-8}$ м^2/(с·В), $r > 5{,}7\times10^{-7}$ см).

Электропроводность атмосферы λ при известном ионном составе определяется выражением

$$\lambda = \sum_i (e_{i+}b_{i+}n_{i+} + e_{i-}b_{-}n_{i-}) = \lambda_+ + \lambda_-, \qquad (23.2.5)$$

где i означает суммирование по группам ионов, λ_+, λ_- — полярные электропроводности.

Согласно современным представлениям, основной вклад в электропроводность нижних слоев атмосферы вносят легкие ионы. Электропроводность в этой части земной атмо-

сферы формируется под влиянием радиоактивного излучения поверхности Земли, радиоактивных примесей, содержащихся в воздухе, космического излучения. По мере удаления от земной поверхности она растет и ее зависимость от высоты может быть представлена в виде [17, 27]

$$\lambda = \lambda_0 \exp \alpha (r - r_0), \qquad (23.2.6)$$

где r_0 — радиус Земли, $\alpha^{-1} = 6{,}4$ км.

Представление (23.2.6) не единственно. В ряде случаев до высоты примерно 40 км электропроводность λ может быть представлена в следующем виде [22]:

$$\lambda = \begin{cases} \lambda_0 \exp\left(\dfrac{r - r_0}{0{,}82}\right), & 0 < r - r_0 < 3{,}6 \text{ км}, \\ \lambda_1 \exp\left(\dfrac{r - r_0}{4{,}1}\right), & 3{,}6 \text{ км} < r - r_0 < 17{,}7 \text{ км}, \\ \lambda_2 \exp\left(\dfrac{r - r_0}{7{,}0}\right), & 17{,}7 \text{ км} < r - r_0 < 40 \text{ км}, \end{cases} \qquad (23.2.7)$$

где $\lambda_1 = \lambda\ (3{,}6)$, $\lambda_2 = \lambda\ (17{,}7)$.

Кроме высотных изменений λ в атмосфере наблюдаются широтные изменения, связанные с зависимостью интенсивности космических лучей от широты, значения которой на полюсе и экваторе различаются между собой в два раза.

В этом случае для электропроводности вблизи поверхности Земли имеет место следующее аппроксимационное представление [23]:

$$\lambda_0(\theta) = \lambda_0 \left\{1 + \frac{\Delta F}{2}\{1 + \cos[3(\theta - 30^\circ)]\}\right\},$$
$$30^\circ < \theta < 150^\circ,$$
$$\lambda_0(\theta) = \lambda_0(1 + \Delta F), \quad \theta < 30^\circ, \quad \theta > 150^\circ,$$
$$\theta = \frac{\pi}{2} - \tilde{\varphi} \text{ в северном полушарии},$$
$$\theta = \frac{\pi}{2} + \tilde{\varphi} \text{ в южном полушарии}, \qquad (23.2.8)$$

где $\tilde{\varphi}$ — широта места, $\Delta F = 0{,}4$, 1.

Необходимо отметить, что экспоненциальный характер электропроводности нарушается в пограничном слое атмосферы до высоты 2 км. Дело в том что в этом случае существенную роль начинают играть гидродинамические турбулентные процессы, зависящие от географического положения рассматриваемой области наземной поверхности и приводящие к изменению распределения электропроводности с высотой. Ниже будет показано, что в условиях сильного турбулентного перемешивания профиль электропроводности определяется коэффициентом турбулентной диффузии.

Гидродинамические турбулентные процессы и запыленность атмосферы приводят к тому, что электропроводность в пограничном слое мало меняется с высотой и может считаться постоянной, на что также указывается в ряде экспериментальных работ. Выше же пограничного слоя она возрастает примерно по экспоненциальному закону [3].

Роль электронной проводимости в нижних слоях атмосферы мала, поскольку электроны рекомбинируют с нейтральными молекулами за время 10^{-2}—10^{-7} с, образуя отрицательные ионы. Однако с увеличением высоты роль электронной электропроводимости возрастает. На высоте примерно 70 км, где начинает играть существенную роль магнитное поле Земли, она приобретает тензорный характер. В этом случае основную роль в верхних слоях атмосферы играют три составляющие электропроводности:

$$\tilde{\lambda}_0 = e^2 N \left(\frac{1}{m_e \nu_e} + \frac{1}{m_i \nu_i}\right),$$
$$\tilde{\lambda}_1 = e^2 N \left(\frac{\nu_e}{m_e(\nu_e^2 + \omega_e^2)} + \frac{\nu_i}{m_i(\nu_i^2 + \omega_i^2)}\right),$$
$$\tilde{\lambda}_2 = e^2 N \left(\frac{\omega_e}{m_e(\nu_e^2 + \omega_e^2)} - \frac{\omega_i}{m_i(\nu_i^2 + \omega_i^2)}\right), \qquad (23.2.9)$$

где N — концентрация электронов и положительных ионов, e — заряд электрона, m_e, m_i — масса электронов и ионов, ν_e, ν_i — электронная и ионная частоты столкновений с нейтральными молекулами, $\omega_i = e|\mathbf{H}_0|/m_i$, $\omega_e = e|\mathbf{H}_0|/m_e$ — гирочастоты ионов и электронов, $|\mathbf{H}_0|$ — величина магнитного поля, $\tilde{\lambda}_0$ — электропроводность, соответствующая электрическому полю, направленному вдоль $\mathbf{H}$, $\tilde{\lambda}_1$ — электропроводность, соответствующая электрическому полю, направленному перпендикулярно $\mathbf{H}_0$ (проводимость Педерсона), $\tilde{\lambda}_2$ — проводимость Холла, соответствующая направлению, перпендикулярному $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}_0$.

На высоте менее 70 км $\nu_e \gg \omega_e$, $\nu_i \gg \omega_i$. В этом случае уравнения (23.2.9) дают $\tilde{\lambda}_0 \approx \tilde{\lambda}_1 \gg \tilde{\lambda}_2$, т. е. в этом случае электропроводность изотропна. Учитывая также, что для нижних слоев атмосферы в уравнения (23.2.9) вместо параметров, характеризующих электроны (ν_e, ω_e), войдут параметры, характеризующие более тяжелые отрицательные ионы, приходим к выводу, что для тропосферы эффекты, связанные с наличием магнитного поля, несущественны, но для рассмотрения ее связи с ионосферой и магнитосферой, их необходимо учитывать.

В случае анизотропного характера электропроводности в верхних слоях атмосферы плотность электрического тока будет определяться выражением

$$\mathbf{j} = \tilde{\lambda}_0 \mathbf{E}_0 + \tilde{\lambda}_1 \mathbf{E}_1 + \tilde{\lambda}_2 \frac{\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_0}{|\mathbf{H}_0|}, \qquad (23.2.10)$$

где $\mathbf{E}_0$ — компонент электрического поля, параллельная $\mathbf{H}_0$; $\mathbf{E}_1$ — компонент электрического поля, перпендикулярная $\mathbf{H}_0$.

Используя уравнение $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$, можно записать $E = -\nabla\varphi$, где φ — потенциал электрического поля. Выражение для плотности электрического тока (23.2.3) можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{j} = -\lambda \nabla\varphi - \varepsilon_0 \mathbf{v} \Delta\varphi - \varepsilon_0 D_\text{т} \nabla \Delta\varphi + \sum_i \mathbf{j}_i. \qquad (23.2.11)$$

Подставляя это выражение в уравнение для плотности заряда в системе уравнений (23.2.2) получим уравнение

$$\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \Delta\varphi + \nabla(\lambda \nabla\varphi) + \varepsilon_0 \nabla(\mathbf{v} \Delta\varphi) + \varepsilon_0 \nabla(D_\text{т} \nabla \Delta\varphi) = \sum_i \operatorname{div} \mathbf{j}_i. \qquad (23.2.12)$$

Аналогичным образом может быть записано уравнение (23.2.10)

$$\mathbf{j} = -\tilde{\lambda}_0 (\nabla\varphi)_\parallel - \tilde{\lambda}_1 (\nabla\varphi)_\perp - \tilde{\lambda}_2 \frac{(\nabla\varphi)_\perp \times \mathbf{H}_0}{|\mathbf{H}_0|}, \qquad (23.2.13)$$

где $\mathbf{E}_0 = -(\nabla\varphi)_\parallel$, $E_1 = (\nabla\varphi)_\perp$.

И соответствующее уравнение для потенциала электрического поля приобретает вид

$$\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \Delta\varphi + \nabla[\tilde{\lambda}_0 (\Delta\varphi)_\parallel] + \nabla[\tilde{\lambda}_1 (\nabla\varphi)_\perp] + \nabla\left[\lambda_2 \frac{(\nabla\varphi)_\perp \times \mathbf{H}_0}{|\mathbf{H}_0|}\right] = 0. \qquad (23.2.14)$$

Уравнения (23.2.12) и (23.2.14) вместе с соответствующими начальными и граничными условиями являются основными уравнениями, используемыми при физико-математическом моделировании глобальной атмосферно-электрической токовой цепи.

23.2.2. Модели глобальной атмосферно-электрической токовой цепи

Обратимся к рассмотрению моделей глобальной атмосферно-электрической цепи. Одной из первых моделей, не потерявших значимость до сих пор, является модель шарового конденсатора, впервые предложенная Вильсоном (рис. 23.2.1). В этой модели электрическое поле в нижних слоях атмосферы существует благодаря тему что на Земле и в высоких слоях атмосферы, обладающих высокой проводимостью и играющих роль обкладок конденсатора, сосредоточены соответственно отрицательный Q_- и положительный Q_+ заряды, создающие некоторую разность потенциалов $\Delta\varphi$, в результате чего в атмосфере наблюдается электрическое поле $\mathbf{E}$. Благодаря электропроводимости слоев атмосферы, находящихся между земной поверхностью и верхними слоями атмосферы, которые, как оказалось впоследствии, можно считать находящимися на уровне ионосферы, в атмосфере течет электрический ток $I_\text{р}$, стремящийся разрядить конденсатор. Поэтому для того чтобы поддерживать заряды на обкладках такого конденсатора, необходимы источники тока, заряжающие их, и компенсирующие токи разрядки. В модели Вильсона предполагается, что ток зарядки $I_\text{з}$ возникает во всех областях атмосферы, которые заняты грозовыми облаками и в которых электрическое поле имеет направление,

обратное направлению, наблюдаемому в областях хорошей погоды.

С помощью уравнения (23.2.12) можно получить основные математические соотношения, связывающие электрические параметры атмосферы в модели Вильсона. В квазистационарном случае ($T \gg \tau_\lambda$) при отсутствии грозовых источников и толщине атмосферы $\Delta H \ll r_0$ из уравнения (23.2.12) следует соотношение

$$j_0 = \lambda E_r, \qquad (23.2.15)$$

где j_0 — плотность электрического тока, E_r — радиальная составляющая напряженности электрического поля.

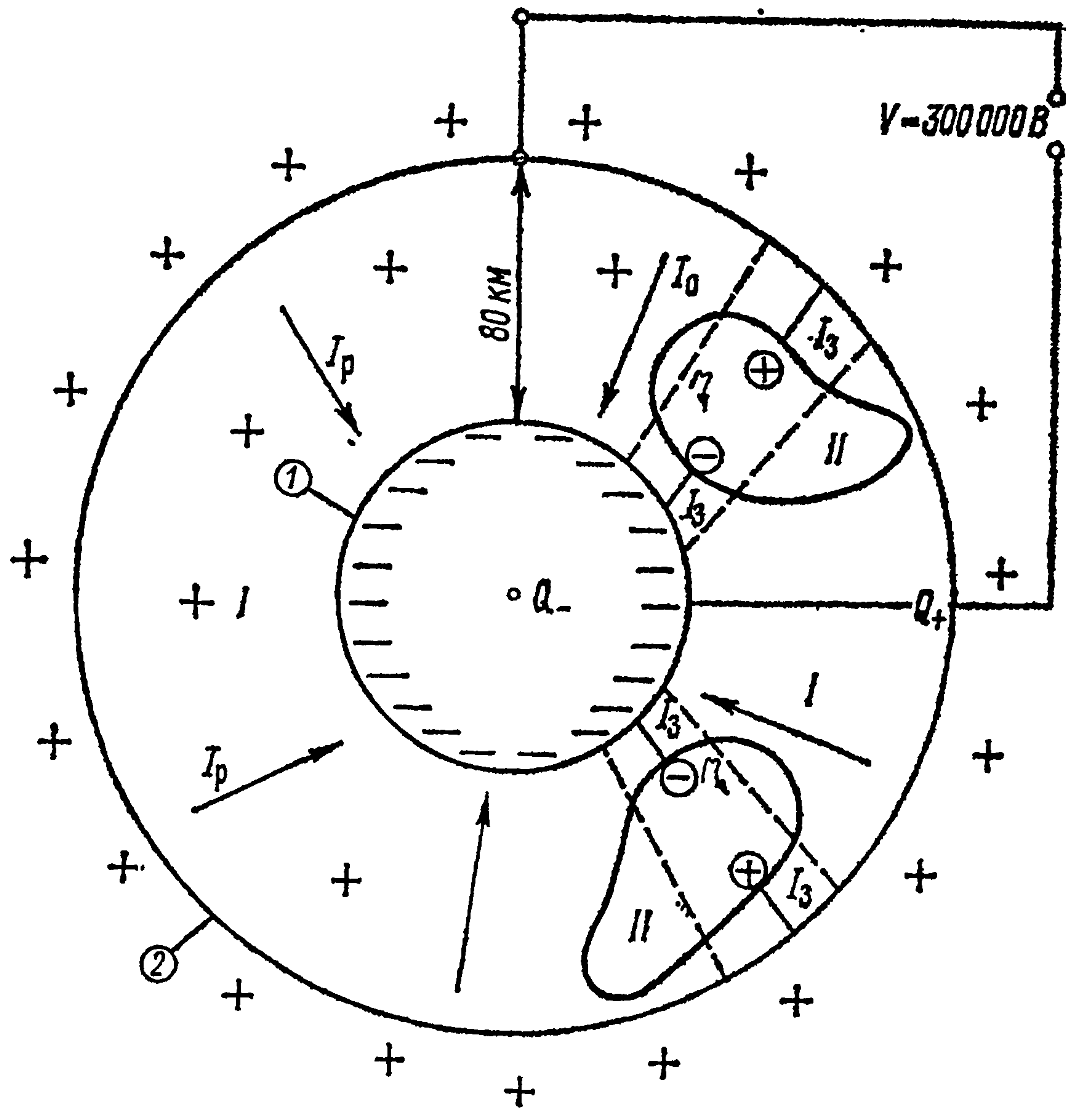


Рис. 23.2.1. Схема модели Вильсона.

Выражая E_r из (23.2.15) и подставляя это соотношение в выражение для электрического потенциала $\varphi = -\int_{r_0}^{r} E_r dr$, получим

$$\varphi = -j_0 R_e, \quad R_e = \int_{r_0}^{r} \frac{dr}{\lambda}, \qquad (23.2.16)$$

где R_e — сопротивление единичного столба атмосферы.

Полагая $r = \infty$, для плотности электрического тока и напряженности электрического поля получим выражения

$$j_0 = -\frac{\varphi_\infty}{R_{e\infty}}, \quad E_r = -\frac{\varphi_\infty}{\lambda R_{e\infty}}, \quad \varphi = \varphi_\infty \frac{R_e}{R_{e\infty}}. \qquad (23.2.17)$$

Общее сопротивление атмосферы и полный глобальный ток в атмосфере представляются соотношениями

$$R = \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{4\pi r^2 \lambda(r)}, \quad I = 4\pi r_0^2 \lambda(r_0) E_r^0, \quad R_{e\infty} = \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{\lambda}. \qquad (23.2.18)$$

Для атмосферы с экспоненциальной электропроводностью ($\lambda = \lambda_0 \exp \alpha(r - r_0)$) имеем соотношения

$$R_e = \frac{1}{\lambda_0 \alpha}[1 - \exp(-\alpha(r - r_0))], \quad R = \frac{1}{\lambda_0 \alpha \cdot 4\pi r_0^2},$$

$$\varphi(r) = -\frac{j_0}{\lambda_0 \alpha}[1 - \exp(-\alpha(r - r_0))],$$

$$E_r = \frac{j_0}{\lambda_0} \exp(-\alpha(r - r_0)). \qquad (23.2.19)$$

Потенциал ионосферы φ_∞ можно связать с числом грозовых токовых генераторов, действующих в данный момент временем по всему земному шару. Эта связь имеет вид

$$\varphi_\infty = R \sum_i \frac{R_{1i}}{R_{ci}} I_i = RI, \qquad (23.2.20)$$

где R_{1i} — внутреннее сопротивление грозового генератора; R_{ci} — сопротивление атмосферы под грозовым генератором и над ним, включая внутреннее сопротивление и генератора ($R_{ci} = R_{3i} + R_{1i} + R_{2i}$); I — суммарный ток, даваемый грозовыми облаками в ионосферу.

Эквивалентная электрическая схема действия грозового генератора представлена на рис. 23.2.2. Для экспоненциального хода электропроводности $\lambda = \lambda_0 \exp \alpha(r - r_0)$ из (23.2.20) можно получить следующее выражение потенциала ионосферы φ_∞:

$$\varphi_\infty = \frac{1}{4\pi r_0^2 \alpha} \sum_i I_i \left(\frac{1}{\lambda_{i-}} - \frac{1}{\lambda_{i+}}\right), \qquad (23.2.21)$$

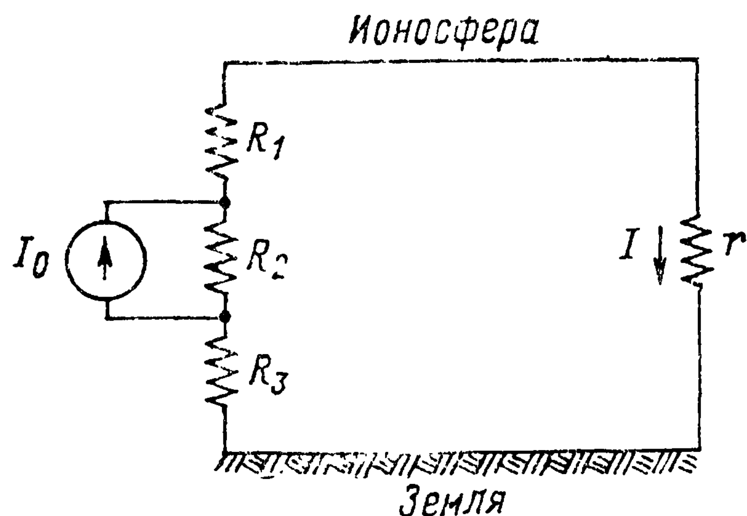


Рис. 23.2.2. Эквивалентная электрическая схема глобальной токовой цепи.

где λ_{i-}, λ_{i+} — электропроводности в окрестности отрицательного q_{i-} и положительного q_{i+} зарядов грозового облака ($I_i = 4\pi\lambda_{i+}q_{i+} = -4\pi\lambda_{i-}q_{i-}$).

Согласно современным оценкам [33], значение $I = I_p = 1000$ А, $R = 230$ Ом. Средние измеренные значения φ составляют 278 кВ, $R_{e\infty} = 1{,}3 \cdot 10^{17}$ Ом·м², $j = 2 \cdot 10^{-12}$ А/м². По данным зондовых измерений значения φ_∞ лежат в диапазоне 145—608 кВ [33]. По данным, приведенным в [33] 60 % $R_{e\infty}$ приходится на слой до высоты 2 км, 20 % $R_{e\infty}$ — на слой 2—10 км.

Поскольку в модели Вильсона ток разрядки I_p равен току зарядки I_3, для оценки роли гроз в качестве таких генераторов необходимо знать ток, который они создают, и число гроз, действующих одновременно. Данные измерений показывают [33], что ток, создаваемый одной грозой, составляет 0,1—6 А, средний ток, приходящийся на одну грозовую ячейку, равен 0,5—1 А.

Число действующих одновременно гроз составляет 1500—1800, значение $I_3 = 800$—1800 А. Модельные расчеты тока, текущего от одного грозового источника в верхние проводящие слои атмосферы, были проведены по формуле [24]

$$I_i = 4\pi\lambda_0 q_{i+} \frac{\exp(\alpha(z_{i+} - z_{i-})) - 1}{1 - \exp(-\alpha h)}, \qquad (23.2.22)$$

где h — высота до верхних проводящих слоев (при $\alpha h \gg 1$, экспоненциальным выражением в знаменателе можно пренебречь),

$$q_{i+} = -q_{i-} \exp(-\alpha(z_{i+} - z_{i-})).$$

В табл. 23.2.1 приведены данные, показывающие зависимость тока I_i от $z_{i+} - z_{i-}$ при $q_{i+} = 20$ Кл, $z_{i-} = 5$ км, $\lambda_0 = 6 \cdot 10^{-4}$с$^{-1}$, $I_{i-} = 4\pi q_{i-} \lambda_0 \exp \alpha z_{i-}$.

Из анализа данных табл. 23.2.1 видно, что при $(z_{i+} - z_{i-}) > 5$ км значение тока I_i близко к значению тока, необходимого для поддержания тока разрядки. Эта ситуация

Таблица 23.2.1

Зависимость тока, текущего в верхние слои атмосферы, от расстояния между зарядами диполя

$z_{i+} - z_{i-}$ км	I_i А	I_{i-} А	q_{i-} Кл
0	0,00	0,41	20
1	0,03	0,50	24
2	0,07	0,61	30
3	0,02	0,75	36
4	0,19	0,91	45
5	0,26	1,12	55
7	0,46	0	0

соответствует полному разряду отрицательного заряда на землю или когда разряды этого заряда столь часты, что практически не влияют на стационарный токовый режим в атмосфере. Более строгий учет влияния грозовых облаков не только в глобальном масштабе, но и в локальном можно проводить на основе решения уравнения

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} \varphi) = -4\pi\lambda \sum_i q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i), \quad (23.2.23)$$

где q_i, $\mathbf{r}_i$ — заряд и радиус-вектор i-го грозового источника, $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ — функция Дирака.

В рассматриваемом представлении заряды грозового источника считаются точечными, что справедливо для расстояний, значительно превышающих характерный размер области распределения зарядов грозового облака. В стационарном случае положительный и отрицательный заряды i-го грозового источника связаны соотношением

$$I_i = 4\pi\lambda_{i+} q_{i+} = -4\pi\lambda_{i-} q_{i-}, \quad (23.2.24)$$

где λ_{i+}, λ_{i-} — электропроводность в окрестности положительного и отрицательного зарядов, I_i — ток заряжения, определяемый процессами разделения зарядов в грозовом облаке.

Для атмосферы с экспоненциальной электропроводностью $\lambda = \lambda_0 \exp \alpha z$ q_{i+} и q_{i-} связаны между собой соотношением

$$q_{i+} = -q_{i-} \exp(\alpha (z_{i-} - z_{i+})). \quad (23.2.25)$$

В модели «классического конденсатора», в которой не учитывается связь электрических процессов в нижних слоях атмосферы с электрическими процессами в ионосфере и магнитосфере, граничные условия для решения уравнения (23.2.23) имеют следующий вид:

$$\varphi|_{r=r_0} = 0, \quad \frac{1}{4\pi} \oint_{S_2} \varphi\, d\Omega = \varphi_\infty, \quad (23.2.26)$$

где r_0 — радиус Земли, S_2 — поверхность, лежащая в высокопроводящих слоях атмосферы, Ω — телесный угол, φ_∞ — средний потенциал ионосферы.

Вместо второго условия в (23.2.26) можно написать следующее условие:

$$\varphi|_{r \to \infty} = \varphi_\infty \quad \text{или} \quad \varphi|_{r=R} = \varphi_\infty, \quad (23.2.27)$$

где R — радиус нижней границы ионосферы.

Решение уравнения (23.2.23) при граничных условиях для атмосферы с $\lambda = \lambda_0 \exp \alpha (r - r_0)$, $\alpha = 0{,}2$ км, можно записать в следующем виде:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_i q_i G_i + \varphi_\infty [1 - \exp(-\alpha(r - r_0))],$$

$$G_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) = \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(r - r_i)\right) \times$$

$$\times \left[\frac{\exp\left(-\frac{\alpha}{2}\rho_i\right)}{\rho_i} - \frac{\exp\left(-\frac{\alpha}{2}\rho_i'\right)}{\rho_i'}\right], \quad (23.2.28)$$

где G_i — функция Грина [15], $\rho_i = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|$, ρ_i' — расстояние от точки наблюдения до заряда изображения.

С помощью полученного решения можно оценить расстояние, до которого простирается влияние грозового источника. Из выражения для функции Грина G_i следует, что это имеет место при $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| \gg 2\alpha^{-1}$ или $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| \gg 10$ км. Физически это обусловлено тем, что возникающий в атмосфере поляризационный заряд вследствие неоднородности электропроводности атмосферы экранирует заряд грозового источника. При $\alpha = 0$ этот эффект пропадает и поле заряда кулоновское.

Потенциал ионосферы φ_∞ определяется из условия стационарности

$$\oint_S \lambda \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{n}} dS = 0, \quad (23.2.29)$$

где S — поверхность, лежащая выше или ниже грозовых источников.

Это условие означает, что полный ток, протекающий через любую замкнутую поверхность, в стационарном случае равен нулю. Используя это условие, получим следующее выражение для потенциала ионосферы φ_∞:

$$\varphi_\infty = \frac{1}{4\pi r_0^2 \alpha} \sum_i I_i \left(\frac{1}{\lambda_{i-}} - \frac{1}{\lambda_{i+}}\right) \frac{\lambda_i}{\bar{\lambda}},$$

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\pi} \oint \lambda\, d\Omega, \quad (23.2.30)$$

где λ_i — электропроводность на поверхности Земли под i-м грозовым источником, $\bar{\lambda}$ — средняя электропроводность над земной поверхностью.

В работе [31] построена классическая модель глобальной токовой цепи, в которой учитывается орография земной поверхности, разбитой на квадраты со стороной 5° по широте и 5° по долготе. На основе этого рассматривается глобальное распределение гроз. Сопротивление столба атмосферы рассчитывается по 5-градусной сетке и затем суммируется в глобальное сопротивление. Рассчитывается ток, текущий в верхний слой атмосферы от гроз для каждого квадрата сетки, а затем — потенциал ионосферы. Роль горизонтальных электрических полей в модели предполагается малой. Электропроводность в модели задается следующим образом:

$$\lambda(z, \theta) = \lambda_r(\theta) \exp(\alpha z), \quad z \geqslant z_1,$$

$$\lambda(z, \theta) = \lambda_s \exp(z/\beta(\theta)), \quad z < z_1,$$

$$\lambda_r(\theta) = \lambda_0 \{1 + \Delta F \{1 + \cos[3(\theta - 30°)]/2\}\},$$

$$30° \leqslant \theta \leqslant 150°,$$

$$\lambda_r(\theta) = \lambda_0 (1 + \Delta F), \quad \theta < 30°, \quad \theta > 150°,$$

$$\beta(\theta) = z_1 / \ln\left[\frac{\lambda_r}{\lambda_s} \exp(\alpha z_1)\right], \quad (23.2.31)$$

где λ_s — электропроводность на уровне моря, λ_0 — электропроводность на экваторе ($\theta = \pi/2$), $(1 + \Delta F)$ — отношение электропроводности на полюсах к электропроводности на экваторе.

Из соотношений (23.2.31) следует, что для задания глобального профиля электропроводности необходимо задание пяти параметров: λ_s, λ_0, α, z_1 и ΔF. В табл. 23.2.2 приведены значения этих параметров, которые использовались для модельных расчетов.

Таблица 23.2.2

Значения основных параметров для модельных расчетов

Параметр		Значение
Электропроводность		
на уровне моря λ_s	λ_s	$2{,}2 \cdot 10^{-14}$ φ см/м
на экваторе λ_0	λ_0	$1{,}1 \cdot 10^{-13}$ φ см/м
Масштаб высоты электропроводности в верхнем слое	α	8 км
Высота границы, разделяющей два проводящих слоя	z_1	8 км
Высота верхней границы	z_m	60 км
Широтный фактор вариаций электропроводности в верхнем слое	ΔF	1

Модельный профиль электропроводности довольно точно совпадает с экспериментальным, полученным на основании ряда работ [22, 23]. Особая роль отводится выбору модели грозового облака. Так же как и в обычных моделях, предполагается, что положительный заряд сосредоточен на вершине облака и отрицательный заряд — в основании облака. Принято, что выполнены соотношения (23.2.24). Высота положительного заряда $z_p(\theta_i)$ и высота отрицательного заряда $z_n(\theta_i)$ определяются выражениями:

$$z_p(\theta_i) = z_{p0} - \Delta z \cos\theta_i,$$

$$z_n(\theta_i) = z_p(\theta_i) - \Delta H, \quad (23.2.32)$$

где z_{p0} — высота положительного заряда грозового облака на экваторе, Δz — разности между высотами зарядов на полюсе и на экваторе. В рассматриваемой модели принято $z_{p0} = 9$ км, $\Delta z = 4$ км, $\Delta H = 3$ км.

С помощью эквивалентной электрической схемы, представленной на рис. 23.2.2, можно оценить ток, текущий от грозового источника в ионосферу:

$$I_B = \frac{R_2}{R_1 + R_2 + R_3 + r} I_0 \approx \frac{R_2}{R_1 + R_2 + R_3} I_0, \qquad (23.2.33)$$

где r — глобальное сопротивление между земной поверхностью и ионосферой, R_1 — сопротивление между положительным зарядом и ионосферой, R_2 — сопротивление между положительным и отрицательным зарядами, R_3 — сопротивление между отрицательным зарядом и Землей, и $r \ll R_1$, R_2, R_3.

Ток I_0 соответствует току I_i в грозовом источнике. При расчетах удобнее перейти к плотности электрического тока по формуле

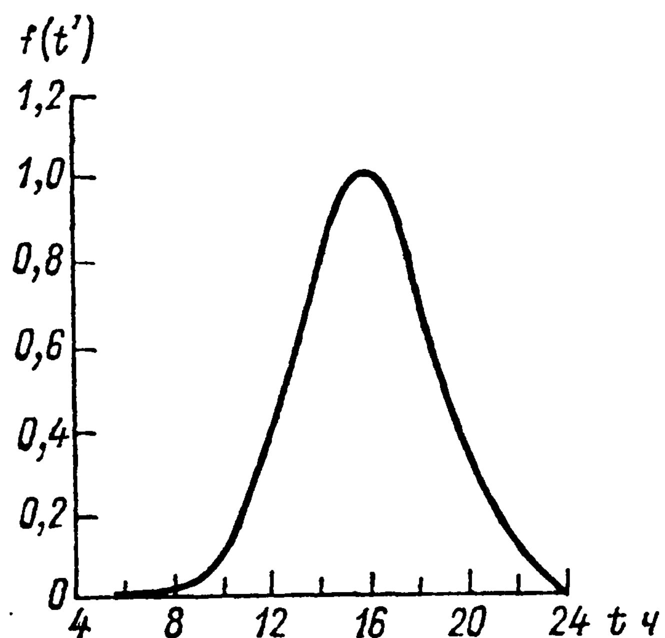


Рис. 23.2.3. Вариации электрической активности гроз по местному времени t.

$$i_B(\theta_i, \varphi_j, t) = \frac{R_2(\theta_i)}{R_c(\theta_i, \varphi_j)} i(\theta_i, \varphi_j, t),$$

$$R_2(\theta_i) = \int\limits_{z_n(\theta_i)}^{z_p(\theta_i)} \frac{dz}{\lambda(z, \theta_i)},$$

$$R_c(\theta_i, \varphi_j) = \int\limits_{H(\theta_i, \varphi_j)}^{z_m} \frac{dz}{\lambda(z, \theta_i)}, \qquad (23.2.34)$$

где t — среднее время по Гринвичу, $H(\theta_i, \varphi_j)$ — высота 5-градусной сетки над уровнем моря с координатами (θ_i, φ_j).

Допускалось, что плотность тока грозового источника $i_0(\theta_i, \varphi_j, t)$ распределена в соответствии с результатами работы [31]. Как следует из этой работы, существуют следующие активные грозовые области: Африка, Азия, Океания и Америка, в которых i_0 максимальна и равна $77{,}14 \times 10^{-12}$ А/м^2. Для рассмотрения унитарной вариации ионосферного потенциала допускались изменения грозовой активности с учетом местного времени, а также гауссово распределение активности с максимумом в 16 ч по местному времени [31]. Временна́я функция для интенсивности токового источника $f(t')$ выбиралась следующей (рис. 23.2.3):

$$f(t') = \exp\left[-\left(\frac{t' - t_0 + 24}{\alpha}\right)^2\right],$$

$$0 \text{ ч} \leqslant t' < 4 \text{ ч по местному времени},$$

$$f(t') = \exp\left[-\left(\frac{t' - t_0}{\tau}\right)^2\right],$$

$$4 \text{ ч} < t' < 24 \text{ ч по местному времени}, \qquad (23.2.35)$$

где t' — местное время, t_0 — местное время, когда $i_0(\theta_i, \varphi_j, t)$ становится максимальной, τ — стандартное отклонение. В модели выбирались $t_0 = 16$ ч, $\tau = 3$ ч. Тогда

$$i_0(\theta_i, \varphi_j, t) = i_0(\theta_i, \varphi_j) f(t'), \qquad (23.2.36)$$

где t' определяется долготой φ_j и средним временем по Гринвичу t.

определить $I_B(\theta_i, \varphi_j, t)$ в расчете на 5-градусную ячейку:

Используя выражения (23.2.34) и (23.2.36), можно

$$I_B(\theta_i, \varphi_j, t) = \frac{R_2(\theta_i)}{R_c(\theta_i, \varphi_j, t)} i_0(\theta_i, \varphi_j) f(t') \, dS(\theta_i), \qquad (23.2.37)$$

где $dS(\theta_i)$ — площадь квадрата 5-градусной сетки при θ_i. Суммируя по всем таким площадям (i, j), получим выражение для глобального тока, создаваемого грозовыми облаками:

$$I_3 = \sum_{i,j} I_B(\theta_i, \varphi_j, t). \qquad (23.2.38)$$

Тогда потенциал ионосферы будет определяться выражением

$$\varphi_\infty(t) = R I_3, \qquad (23.2.39)$$

где R — глобальное сопротивление.

Плотность тока от ионосферы к Земле в областях, в которых грозовые источники отсутствуют, будет определяться выражением

$$i_z(\theta_i, \varphi_j, t) = \frac{\varphi_\infty(t)}{R_c(\theta_i, \varphi_j)}. \qquad (23.2.40)$$

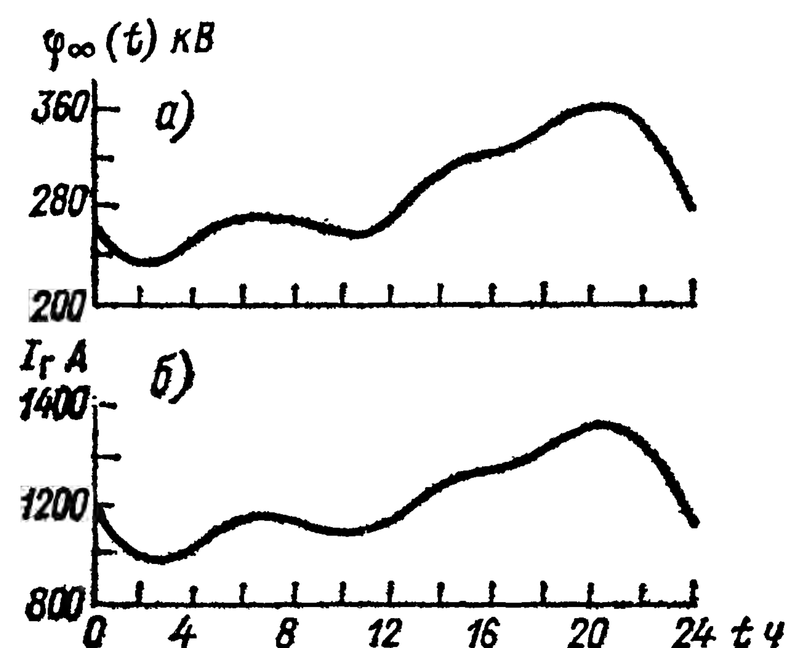


Рис. 23.2.4. Рассчитанные унитарные вариации ионосферного потенциала $\varphi_\infty(t)$ (*а*) и глобального тока $I_\text{г}(t)$ (*б*).

Напряженность электрического поля

$$E(z, \theta_i, \varphi_j, t) = \frac{i_z(\theta_i, \varphi_j, t)}{\lambda(z, \theta_i)}. \qquad (23.2.41)$$

В областях грозовой активности

$$i_z'(\theta_i, \varphi_j, t) = \frac{\varphi_\infty(t)}{R_c(\theta_i, \varphi_j)} - i_B(\theta_i, \varphi_j, t), \qquad (23.2.42)$$

$$E_z'(z, \theta_i, \varphi_j, t) = \frac{i_z'(\theta_i, \varphi_j, t)}{\lambda(z, \theta_i)}. \qquad (23.2.43)$$

По рассмотренной выше модели были рассчитаны унитарные суточные вариации $\varphi_\infty(t)$ и $I_3(t)$. Как показали расчеты, существуют три пика для этих параметров *6*, *15* и *20* ч по Гринвичу, причем 6 ч — минимум, а 20 ч — максимум. Максимумы соответствуют тому моменту времени, когда грозы становятся активными в Азии, Океании, Африке и Америке. Средние дневные значения $\overline{\varphi(t)} = 293$ кВ, $\overline{I_3(t)} = 1254$ А, минимальные и максимальные значения составляют 81 и 124 % от средних значений, глобальное сопротивление атмосферы $R = 233$ Ом. Рассчитанные вариации $\varphi_\infty(t)$ совместимы с оценками Мюлейзена [33], основанными на данных наблюдений за вертикальным профилем напряженности электрического поля E_z. Дневные вариации $\varphi_\infty(t)$ соответствуют дневным вариациям E_z и i_z над океанами или незагрязненными районами. Относительная изменчивость рассчитанных результатов согласуется с данными наблюдениями E_z и i_z (рис. 23.2.4) [27, 38]. Расчеты глобального распределения i_z, E_z показывают, что плотность электрического тока i_z зависит от орографии земной поверхности. Так, на Тибете в 20 ч по Гринвичу $i_z = 1{,}4 \cdot 10^{-11}$ А/м^2, а на экваторе над океаном $i_z = 2{,}3 \cdot 10^{-12}$ А/м^2.

Орографический эффект возникает вследствие того, что величина R_{ce} над различными областями земной поверхности разная. В горах R_{ce} меньше, поэтому i_z здесь больше, чем в других областях, и увеличивается с ростом широты. Так, плотность электрического тока i_z в полярных областях в 20 ч по Гринвичу равна $3{,}0 \cdot 10^{-12}$ А/м^2, что на 30 % больше плотности тока на экваторе ($i_z = 2{,}3 \cdot 10^{-12}$ А/м^2).

Для напряженности электрического поля вблизи поверхности Земли E_z также наблюдается широтный эффект: увеличение E_z с ростом широты. Так, при $t = 20$ ч по Гринвичу, $E_z = 106$ В/м в экваториальной области и 138 В/м в полярной. Более подробное распределение i_z, E_z приведено в работе [31].

Более строгой в математическом плане является модель Робла—Хейса [23], в которой также учитывается орография земной поверхности, но вместо допущения эквипотенциальности ионосферы используется условие эквипотенциальности геомагнитных линий в ионосфере и магнитосфере. В этой модели вместо второго условия (23.2.26) для решения уравнения (23.2.23) используется условие

$$\varphi(\lambda_m, \mu, \hat{\varphi}) = \varphi(\lambda_m, -\mu, \hat{\varphi}),$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \lambda}(\lambda_m, \mu, \hat{\varphi}) = \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda}(\lambda_m, -\mu, \hat{\varphi}), \qquad (23.2.44)$$

где $\mu = \cos\theta, \theta, \hat{\varphi}$ — угловые переменные в сферической системе координат, λ_m — электропроводность на высоте магнитосферы ($z_m = 105$ км). Схематически эта модель представлена на рис. 23.2.5.

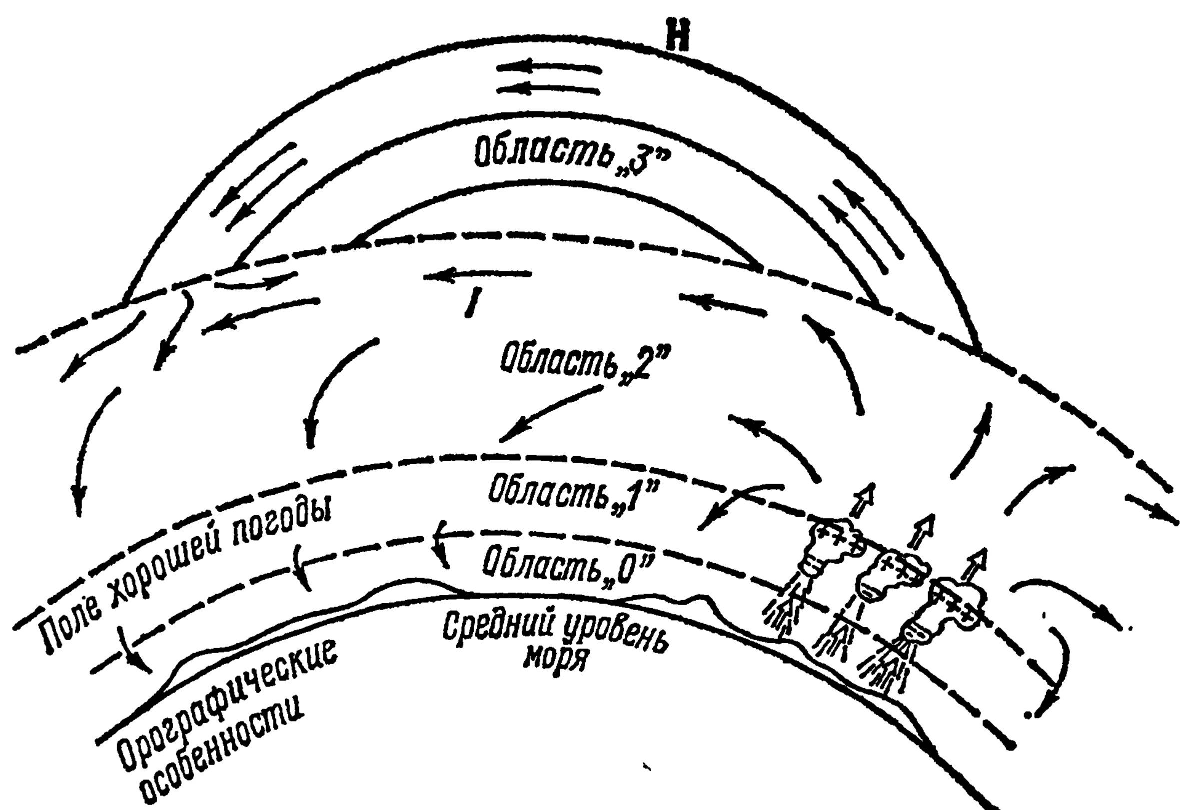


Рис. 23.2.5. Схема модели Робла—Хейса.

Область «0» — область тропосферы, в которой учитываются орографические особенности поверхности Земли: область «1» — верхняя тропосфера, содержащая грозовые источники; область «2» — стратосфера и мезосфера, лежащие выше грозовых источников; «3» — область ионосферы и магнитосферы, H — магнитное поле, I — электрический ток.

Рассчитывались изменения $\varphi - \varphi_\infty$, i, E, $I_з$ на 19 ч по Гринвичу. Некоторые результаты этих расчетов приведены в табл. 23.2.3.

Стационарное моделирование глобальной токовой цепи можно применять при рассмотрении нестационарных процессов, если выполняется условие $T \gg \tau_\lambda$ (T — время, характеризующее электрические процессы, связанные с грозами (изменение токов, текущих от гроз, или число гроз), τ_λ — время электрической релаксации).

Таблица 23.2.3

Значения глобальных параметров потенциала ионосферы φ_∞ и полного тока $I_з$, рассчитанные для модели Робла—Хейса [23]

Расчетная модель	$\varphi_\infty \cdot 10^{-3}$ В	$I_з$ А	Электрическое поле, В/м		R Ом
			экватор	полюс	
Вариант для горных районов	291	1065	134	173	273
Сферическая модель	299	884	136	178	338
Вариант для горных районов					
с учетом океанических гроз	243,8	893	113	146	273
с учетом гроз южного полушария	338	1256	156	203	273

23.3. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ

Вблизи поверхности Земли существует область, описание электрических процессов в которой отличается от описания этих процессов в свободной атмосфере. Это область приземного слоя атмосферы, в которой существенное влияние на распределение электрических характеристик оказывают турбулентные процессы обмена, наличие поверхностных источников радиоактивных веществ, свойства подстилающей поверхности, наличие аэрозольных частиц. Поэтому исследования электрических процессов в приземном слое (включая экспериментальные и теоретические (моделирование) исследования) отличаются от аналогичных исследований в свободной атмосфере. Прежде всего наличие поверхности Земли приводит к образованию вблизи этой поверхности электродного слоя, в котором электропроводность зависит от напряженности электрического поля. Поэтому для ее определения необходимо исходить из следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial n^i_\pm}{\partial t} + \operatorname{div}(n^i_\pm v) + \operatorname{div}(n^i_\pm b^i_\pm \mathbf{E}) - \operatorname{div} D^i_\pm \operatorname{grad} n^i_\pm =$$

$$= \nu^i_\pm(\mathbf{r}) - \alpha^i_\pm n^i_+ n^i_- + K^i_\pm, \qquad (23.3.1)$$

где $n^i_\pm$ — объемная концентрация ионов i-й группы, $b^i_\pm$ — их подвижность, $\mathbf{v}$ — гидродинамическая скорость, $D^i_\pm$ — коэффициент молекулярной диффузии, $K^i_\pm$ — член, описывающий взаимодействие ионов с ионами других групп и с аэрозольными частицами, $\nu^i_\pm$ — интенсивность ионообразования ионов i-й группы, $\alpha^i_\pm$ — коэффициенты рекомбинации.

Уравнение (23.3.1) совместно с уравнениями (23.2.2), (23.2.3), (23.2.5) и соответствующими начальными и граничными условиями образует полную систему уравнений для нахождения распределения E, λ, ρ в приземном слое атмосферы. В общем случае решение такой системы не существует. Мы рассмотрим здесь два предельных случая: классический и турбулентный электродные эффекты. Отметим, что при исследовании таких проблем в атмосферном электричестве можно ограничиться решением одномерных задач, поскольку напряженность электрического поля направлена по нормали к поверхности, а масштабы горизонтального изменения электрических величин L_x, L_y гораздо больше масштаба вертикального изменения $L_z (L_x, L_y \gg L_z)$.

23.3.1. Классический электродный эффект

Классический электродный эффект проявляется в условиях хорошей погоды (т. е. при отсутствии ветра, облачности, конвекции, загрязнения) вблизи поверхности Земли. Пренебрегая молекулярной диффузией и рассматривая только легкие ионы, получим следующие уравнения, описывающие классический электродный эффект:

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div}(n_+ b_+ \mathbf{E}) = \nu_+(\mathbf{r}) - \alpha n_+ n_-,$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div}(n_- b_- \mathbf{E}) = \nu_-(\mathbf{r}) - \alpha n_+ n_-,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e(n_+ - n_-), \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0. \qquad (23.3.2)$$

В стационарном ($\partial n_\pm / \partial t = 0$) одномерном случае при наличии горизонтально-однородной поверхности и зависимости источников ионизации от вертикальной координаты z система уравнений (23.3.2) приобретает следующий вид:

$$b_+ \frac{d}{dz} n_+ E_z = \nu_+(z) - \alpha n_+ n_-,$$

$$b_- \frac{d}{dz} n_- E_z = \nu_-(z) - \alpha n_+ n_-,$$

$$\frac{dE_z}{dz} = 4\pi e(n_+ - n_-) = 4\pi\rho, \qquad (23.3.3)$$

где E_z — напряженность электрического поля, направленная по оси z, ρ — плотность электрического заряда.

Для мощных источников ионизации, когда выполняются условия

$$\nu_+(z) \gg b_+ \frac{d}{dz} n_+ E_z, \quad \nu_-(z) \gg b_- \frac{d}{dz} n_- E_z,$$

концентрации положительных и отрицательных ионов определяются выражениями

$$n_+(z) = n_-(z) = \sqrt{\frac{\nu(z)}{\alpha}}.$$

электропроводность

$$\lambda(z) = e\sqrt{\frac{\nu(z)}{\alpha}}\,(b_+ + |b_-|).$$

В этом случае λ определяется источниками ионизации, а ее изменение с высотой z — интенсивностью ионообразования $\nu(z)$. Тогда распределение напряженности электрического поля с высотой имеет вид

$$E_z = \frac{j_0}{\lambda} = \frac{j_0}{e}\sqrt{\frac{\alpha}{\nu(z)}}\,(b_+ + |b_-|)^{-1}, \qquad (23.3.4)$$

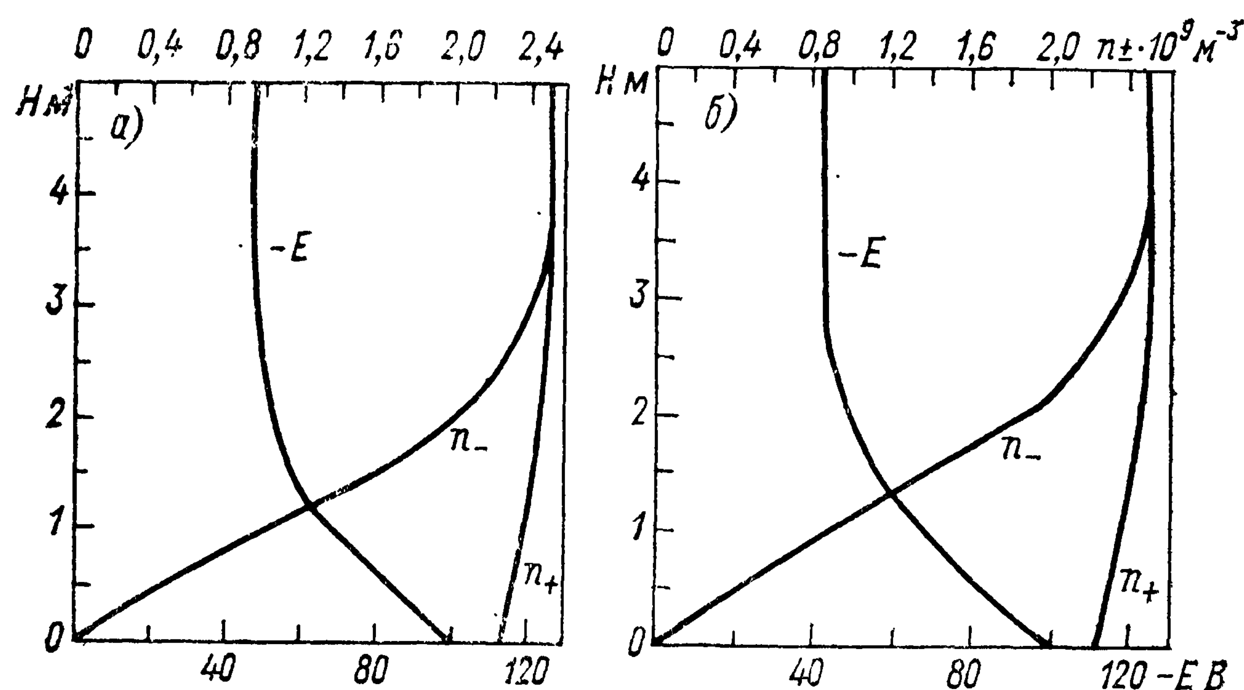


Рис. 23.3.1. Электродный эффект.

а) $\nu = 10^7$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$, $b_+ = b_-$; б) $\nu = 10^7$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$, $b_+ = 1{,}2\cdot 10^{-4}$, $b_- = 1{,}4\cdot 10^{-4}$ м^2/(с·В); E — напряженность электрического поля атмосферы, n_+, n_- — полярные концентрации легких аэроионов.

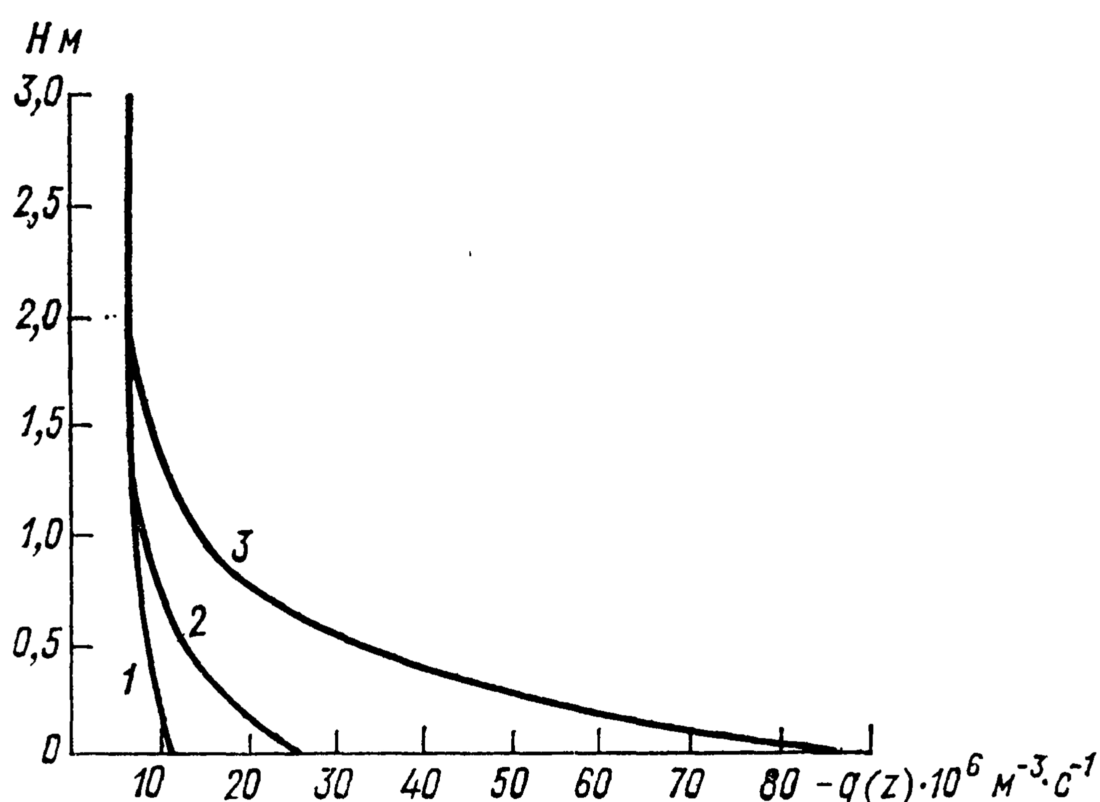


Рис. 23.3.2. Распределения $\nu(z)$, используемые в расчетах при различных значениях Q_0.

1 — $Q_0 = 4{,}8\cdot 10^6$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$, 2 — $Q_0 = 20\cdot 10^6$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$, 3 — $Q_0 = 80\cdot 10^6$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$.

а распределение плотности электрического заряда представляется формулой:

$$\rho(z) = -\frac{1}{4\pi\lambda^2}\,j_0\,\frac{d\lambda}{dz}, \qquad (23.3.5)$$

где j_0 — плотность электрического тока в атмосфере.

Так как $j_0 < 0$, плотность электрического заряда $\rho < 0$ при $\partial\lambda/\partial z < 0$ и $\rho > 0$ при $\partial\lambda/dz > 0$, т. е. при мощных источниках ионизации изменение электропроводности λ с высотой z определяет распределение плотности электрического заряда ρ в зависимости от z.

Анализ системы (23.3.3), основанный на теории размерностей, показывает, что характерная толщина электродного слоя определяется выражением

$$L = \frac{b_0 E_0}{\sqrt{\alpha\nu}}, \qquad (23.3.6)$$

где $b_0 = \max\{b_+, b_-\}$, E_0 — напряженность электрического поля вблизи поверхности. При $E_0 = 100$ В/м, $\nu = 10^7$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$, $\alpha = 1{,}6\cdot 10^{-12}$ м^3/с, $b_0 = 1{,}5\cdot 10^{-4}$ м^2/(В·с) $L \approx 3{,}8$ м.

В общем случае исследование классического электродного эффекта проводится численными методами. На рис. 23.3.1 и 23.3.3 показаны распределения E_z, n_+, n_- при различных значениях параметров ν, b_+, b_-, полученные в результате численного решения системы (23.3.3) методом Рунге—Кутта при следующих граничных условиях: $E_z(0) = E_0$, $E_z(z \to \infty) = E_\infty$, $n_-(0) = 0$ [26]. Как показывают результаты численных расчетов, на высоте $z \approx 3$ м электродный эффект исчезает и напряженность электрического поля стремится к асимптотическому значению $E_z = E_\infty$. Значение концентрации положительных ионов n_+ внутри электродного слоя приблизительно постоянно. Рассматривались случаи, когда $b_+ = b_-$, $b_+ \neq b_-$ при $\nu(z) = 10^7$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$ (см. рис. 23.3.1), и случаи $b_+ = |b_-|$ и $\nu(z) = 7\cdot 10^6 + Q_0 \exp(-2{,}362\,z)$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$. На рис. 23.3.2 показаны распределения $\nu(z)$ при различных значениях Q_0. При $Q_0 = 4{,}8\cdot 10^6$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$ ход кривых n_+, n_-,

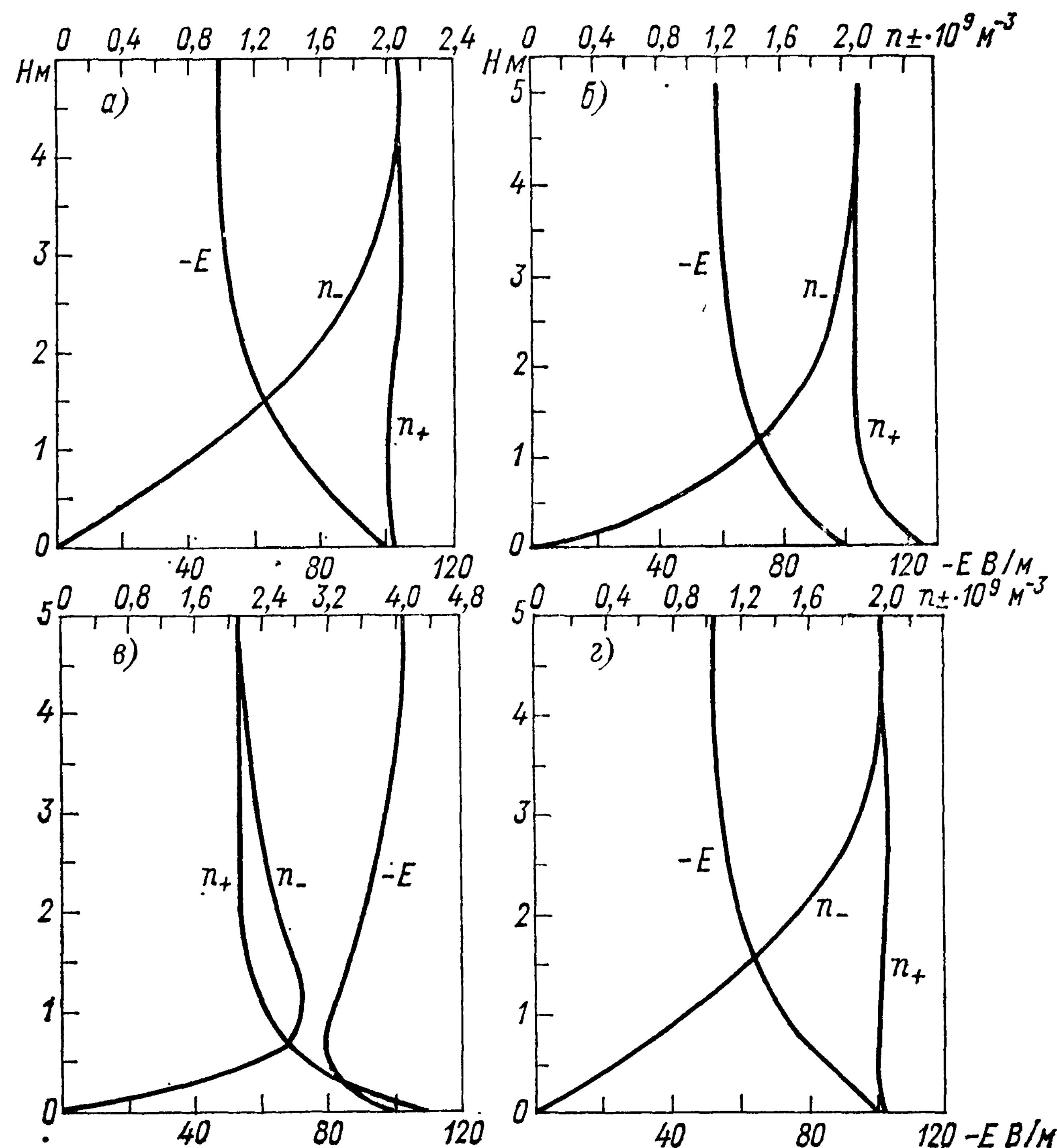


Рис. 23.3.3. Электродный эффект.

а) $b_+ = b_-$, $\nu = \nu(z)$, $Q_0 = 4{,}8\cdot 10^6$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$; б) $b_+ = b_-$, $\nu = \nu(z)$, $Q_0 = 20\cdot 10^6$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$; в) $b_+ = b_-$, $\nu = \nu(z)$, $Q_0 = 80\cdot 10^6$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$; г) $b_+ = b_-$, $Q_0 = 4{,}8\cdot 10^6$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$, учтена сильная альфа-ионизация в тонком поверхностном слое.

E_z в электродном слое почти не отличается от случая $\nu = 10^7$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$, однако с ростом Q_0 это различие становится существенным (см. рис. 23.3.3 *б*, *в*), что соответствует отмеченной выше ситуации, когда электрическое поле не успевает уносить наверх отрицательные ионы, вырабатываемые источниками вблизи поверхности.

23.3.2. Турбулентный электродный эффект

В реальных условиях вблизи поверхности Земли вследствие взаимодействия горизонтального ветра с подстилающей поверхностью и нагревания поверхности, приводящего к появлению конвективных движений, классический электродный эффект переходит в турбулентный электродный эффект. Термогидродинамические процессы в приземном слое носят турбулентный характер, что усложняет описание электрических процессов в этих областях. Одним из подходов к описанию электрических процессов при наличии турбулентности состоит в следующем: все известные и неизвестные величины $\mathbf{v}$, $n_\pm$, ρ, E представляются в виде [10]

$$n_\pm = \langle n_\pm\rangle + n'_\pm, \quad \mathbf{v} = \langle\mathbf{v}\rangle + \mathbf{v}', \quad \rho = \langle\rho\rangle + \rho',$$
$$\mathbf{E} = \langle\mathbf{E}\rangle + \mathbf{E}', \qquad (23.3.6)$$

где $\langle n_\pm\rangle$, $\langle\mathbf{v}\rangle$, $\langle\rho\rangle$, $\langle\mathbf{E}\rangle$ — средние величины, $n'_\pm$, $\mathbf{v}'$, ρ', $\mathbf{E}'$ — их флуктуации.

Средние значения рассматриваемых величин определялись в соответствии с формулой

$$\langle f\rangle = \frac{1}{T_1}\int_0^{T_1} f(t)\,dt. \qquad (23.3.7)$$

Временной масштаб T_1 удовлетворяет условию $\tau \ll T_1 \ll \ll T$, где τ — характерный временной масштаб флуктуации, T — характерный временной масштаб изменения средних величин, $\langle f \rangle = 0$.

Кроме временного усреднения в атмосферном электричестве используется также пространственное усреднение по горизонтальной площади [39]

$$\langle f \rangle = \frac{1}{S} \int_S f \, dS.$$

Подставим (23.3.6) в (23.2.1), (23.2.3), (23.3.1) и усредним соответствующие уравнения, пренебрегая квадратичными членами, а для членов $\langle n'^i_\pm \mathbf{v}' \rangle$ и $\langle \rho' \mathbf{v}' \rangle$ используя представления теории Прандтля:

$$\langle n'^i_\pm \mathbf{v}' \rangle = -D_\text{т} \nabla \langle n^i_\pm \rangle, \quad \langle \rho' \mathbf{v}' \rangle = -D_\text{т} \nabla \langle \rho \rangle,$$

где $D_\text{т}$ — коэффициент турбулентной диффузии (или турбулентного обмена). Тогда получим следующие уравнения, описывающие электрические процессы в условиях турбулентного приземного слоя атмосферы:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle n^i_\pm \rangle + \operatorname{div} \langle n^i_\pm \rangle \langle \mathbf{v} \rangle + b^i_\pm \operatorname{div} \langle n^i_\pm \rangle \langle \mathbf{E} \rangle -$$

$$- \operatorname{div} \left[\left(D_\text{т}(\mathbf{r}) + D^i_\pm \right) \nabla \langle n^i_\pm \rangle \right] = \langle \nu_\pm (r) \rangle - \alpha^i_\pm \langle n^i_+ \rangle \langle n^i_- \rangle,$$

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + \operatorname{div} \langle \rho \rangle \langle \mathbf{v} \rangle - \operatorname{div} D_\text{т}(r) \operatorname{grad} \langle \rho \rangle + \operatorname{div} \langle \lambda \rangle \langle \mathbf{E} \rangle = 0,$$

$$\operatorname{div} \langle \mathbf{E} \rangle = 4\pi \langle \rho \rangle,$$

$$\langle \lambda \rangle = \sum_i e^i_\pm \langle n^i_\pm \rangle b^i_\pm, \quad \langle \rho \rangle = \sum_i e^i_\pm n^i_\pm. \qquad (23.3.7)$$

Усреднение по горизонтальной плоскости приводит к аналогичным результатам, только в этом случае система становится одномерной (зависимость только от вертикальной координаты z). Далее необходимо сделать предположение о виде коэффициента турбулентной диффузии $D_\text{т}(\mathbf{r})$. Теоретический анализ, основанный на результатах работы [39], показывает, что для горизонтально-однородного конвективно-неустойчивого приземного слоя можно использовать следующие представления:

$$D_\text{т}(z) = D_1 z, \quad z < L,$$
$$D_\text{т}(z) = D_{4/3} z^{4/3}, \quad z > L, \qquad (23.3.8)$$

где L — масштаб Монина—Обухова [10].

В общем иногда используют следующее представление для коэффициента турбулентной диффузии:

$$D_\text{т}(z) = D_m z^m,$$

m — некоторое число, характеризующее стратификацию приземного слоя. В так называемом случае сильного турбулентного перемешивания, соответствующего выполнению условия $b_\pm E_\infty \tau / l_m \ll 1$ $(\tau = (\nu\alpha)^{1/2},\ l_m = (D_m \tau)^{1/(2-m)}$, интенсивность ионообразования $\nu = \text{const}$ и не зависит от высоты z), система уравнений (23.37) в горизонтально-однородном случае сводится к системе

$$\frac{\partial n_\pm}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_m z^m \frac{\partial n_\pm}{\partial z} \right) = \nu - \alpha n^2_\pm,$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - D_m z^m \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 4\pi\lambda(z) = 4\pi j_0(t), \quad \rho = -\frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dz}.$$

(23.3.9)

При $T \gg \tau_\lambda$, $T \gg \tau$ (T — характерное время изменения электрических характеристик атмосферы) система уравнений может рассматриваться как стационарная

$$-\frac{d}{dz} \left(D_m z^m \frac{dn_\pm}{dz} \right) = \nu - \alpha n^2_\pm,$$

$$-D_m z^m \frac{d^2 E}{dz^2} + 4\pi\lambda(z) E = 4\pi j_0,$$

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dz}, \quad \lambda(z) = e(b_+ + |b_-|) n_\pm. \qquad (23.3.10)$$

Как показывает анализ, основанный на теории размерности, толщина турбулентного электродного слоя определяется выражением

$$L_m = \left(D_m \tau_{\lambda_\infty} \right)^{\frac{1}{2-m}}, \quad \tau_{\lambda_\infty} = \frac{1}{4\pi\lambda_\infty},$$

$$\lambda_\infty = e(b_+ + |b_-|) \sqrt{\frac{\nu}{\alpha}}. \qquad (23.3.11)$$

Например, при нейтральной стратификации ($m = 1$) и $D_1 = 0{,}2$ м/с, $\lambda_\infty = 1{,}1 \cdot 10^{-3}$ с$^{-1}$ $L_1 = 15$ м для термически неустойчивой стратификации приземного слоя ($m = 4/3$) $D_{4/3} = 3{,}22$ см$^{2/3}$/с, $L_{4/3} = 35{,}6$ м. Решение системы (23.3.10) зависит от задания граничных условий. Формулировка общих граничных условий для земной поверхности затруднена из-за многообразия условий (наличие поверхностных радиоактивных источников, травяного покрова, неровностей поверхности). Один из возможных вариантов задания граничных условий, часто используемых при решении системы уравнений (23.3.7) (в одномерном случае) и системы (23.3.10), следующий:

$$n_\pm(z = z_0) = 0, \quad n_\pm(z \to \infty) = \sqrt{\frac{\nu}{\alpha}},$$

$$\left. \frac{dE}{dz} \right|_{z = z_0} = 0, \quad E(z \to \infty) = j_0/\lambda_\infty. \qquad (23.3.12)$$

Для напряженности электрического поля также используют другой вариант граничных условий:

$$E(z = z_0) = E_0, \quad E(z \to \infty) = j_0/\lambda_\infty, \qquad (23.3.13)$$

где z_0 — параметр шероховатости земной поверхности [10, 39].

Если $z_0 = 0$, то имеет место гладкая аэродинамическая поверхность. Для этого случая расчеты распределения электрических характеристик в приземном слое проводились на основе следующей системы уравнений [25]:

$$-\frac{d}{dz} \left[D_\text{т}(z) \frac{dn_\pm}{dz} \right] + \frac{d}{dz}(b_\pm n_\pm E) = \nu(z) - \alpha n_+ n_-,$$

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi e (n_+ - n_-), \qquad (23.3.14)$$

где $n_\pm$ — концентрация легких ионов.

Для коэффициента турбулентной диффузии использовалось представление

$$D_\text{т}(z) = \frac{Kz + \gamma}{z + \beta}, \qquad (23.3.15)$$

где $\beta = 10{,}0$ м, $\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$ м^3/с.

На рис. 23.3.4, 23.3.5 представлены результаты численных расчетов при $K = 0{,}05$, 0,1 и 5 м^2/с, при этом использованы граничные условия (23.3.13). Сравнение изменения напряженности электрического поля с высотой при наличии турбулентности и без нее показывает более медленные изменения E с высотой, которые особенно проявляются при $K = 5$ м^2/с. Интенсивность ионообразования предполагалась независящей от высоты и равной $\nu = 10^7$ м$^{-3}\cdot$с$^{-1}$. Были также проведены расчеты профилей E при

$$\nu = \left[7{,}0 + 75 \operatorname{tg}\left(\frac{0{,}07}{z^{3/4}} \right) \right] \cdot 10^6 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \text{ и}$$

$$\nu = \left[7{,}0 + 75 \operatorname{tg}\left(\frac{0{,}07}{z^{3/4}} \right) \right] 10^6 +$$

$$+ \left[4{,}8 \exp(-2{,}36 z) + 50 \operatorname{tg}\left(\frac{8 \cdot 10^{-8}}{z^4} \right) \right] \cdot 10^8 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1},$$

где во втором члене учитывается ионизация β-частицами и α-частицами. Полученные теоретические профили E сравниваются с экспериментальными результатами (рис. 23.3.6).

Аналогичные результаты с учетом различных стратификаций приземного слоя при больших $D_\text{т}(z)$ были получены на основании решения системы уравнений (23.3.10) с граничными условиями (23.3.12) [12].

Рассмотренные выше теоретические модели электрических процессов в приземном слое атмосферы отражают в со-

вокупности временную изменчивость электрических характеристик с временными масштабами, значительно превышающими τ_λ; возможен временной переход, например, от нейтральной стратификации приземного слоя к термически неустойчивой стратификации. Таким образом, определяется влияние метеорологических процессов в приземном слое на его электрическое состояние.

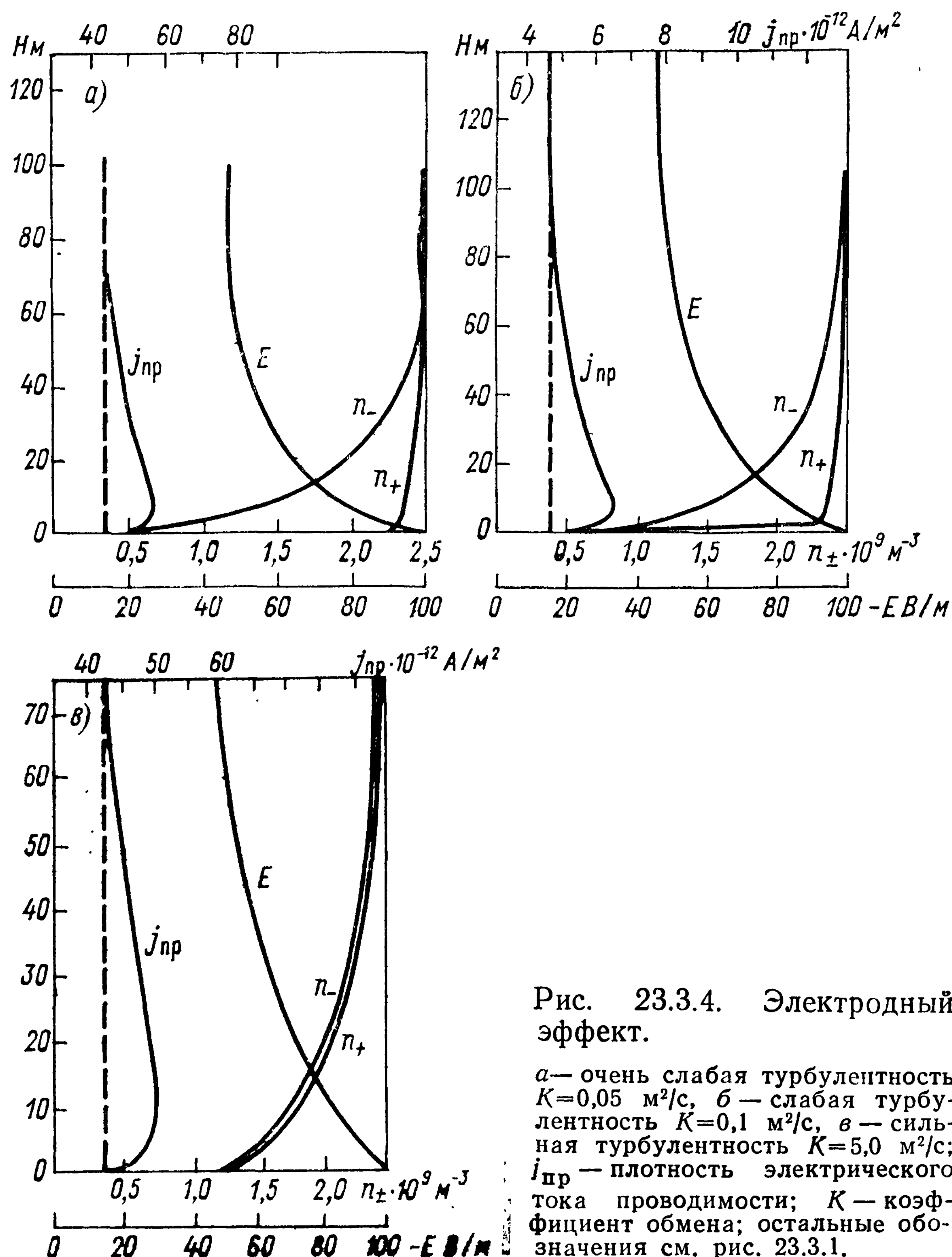


Рис. 23.3.4. Электродный эффект.

а — очень слабая турбулентность K=0,05 м²/с, *б* — слабая турбулентность K=0,1 м²/с, *в* — сильная турбулентность K=5,0 м²/с; $j_{пр}$ — плотность электрического тока проводимости; K — коэффициент обмена; остальные обозначения см. рис. 23.3.1.

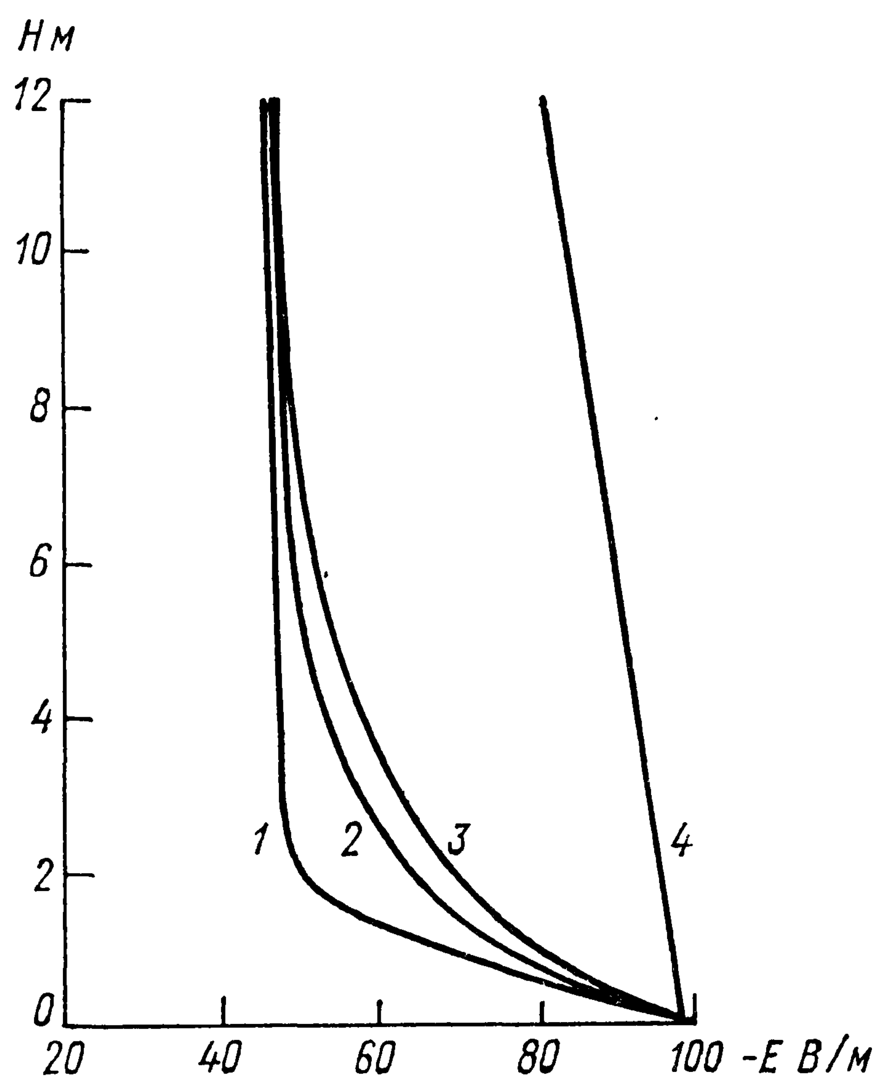


Рис. 23.3.5. Электродный эффект. Зависимость напряженности E электрического поля атмосферы от высоты H при разных значениях коэффициента турбулентной диффузии K.

1) $K\to0$, *2*) K=0,09 м²/с, *3*) K=0,1 м²/с, *4*) K=5 м²/с.

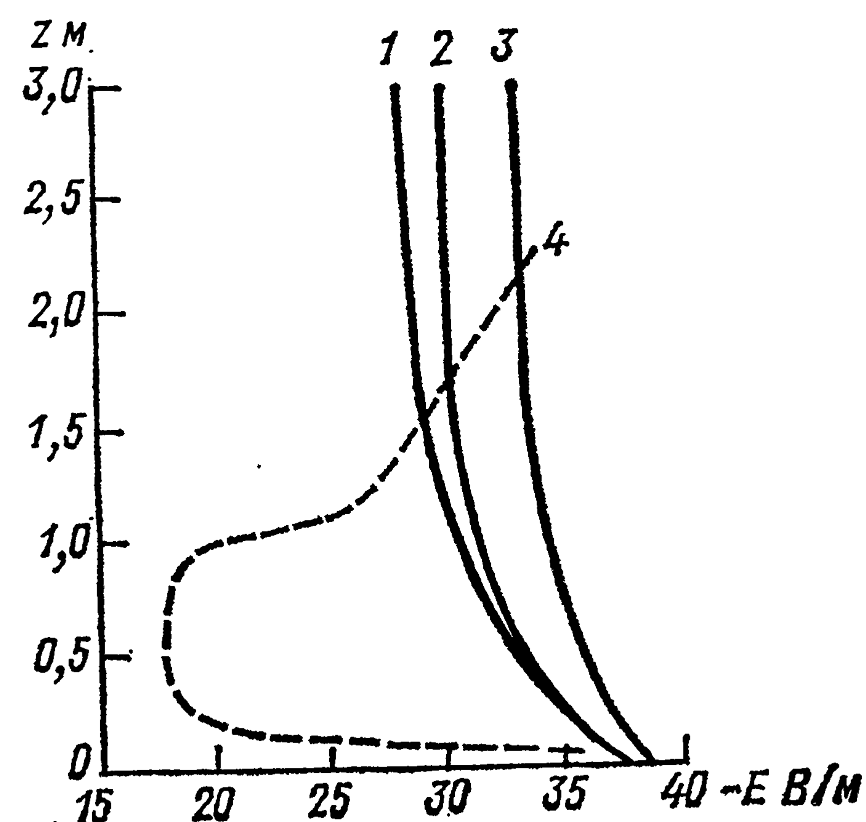


Рис. 23.3.6. Распределение напряженности электрического поля E в электродном слое.

1 — теоретическое распределение E при $\nu_1(z) = \left[7{,}0 + 75 \times \left(\frac{0{,}07}{z^{3/4}}\right)\right]\cdot 10^6$, K=0,18 м²/с; *2* — теоретическое распределение E при $\nu_2(z) = \nu_1(z) + \left[4{,}8 \exp(-2{,}36z) + 50\,\mathrm{tg}\left(\frac{8\cdot10^8}{z^4}\right)\right]\cdot 10^8$, K=0,18 м²/с; *3* — экспериментальное распределение E с высотой; *4* — теоретическое распределение E для K=0, $\nu=\nu_2(z)$.

23.3.3. Влияние аэрозоля на распределение электрических характеристик в приземном слое атмосферы

Присутствие аэрозоля в атмосфере оказывает существенное влияние на электрические характеристики атмосферы: электропроводность λ, напряженность электрического поля E, плотность электрического тока j. Наличие аэрозольных частиц приводит к изменению концентрации положительных и отрицательных легких ионов, которое может быть оценено на основании уравнения

$$\frac{dn_\pm}{dt} = \nu - \alpha n_\pm^2 - \beta N n_\pm, \qquad (23.3.16)$$

где N — концентрация аэрозольных частиц, β — коэффициент присоединения легких ионов к аэрозольным частицам.

В равновесном состоянии $(\partial/\partial t = 0)$ из уравнения (23.3.19) следует уравнение для концентрации ионов:

$$n_\pm = \frac{2\nu}{\beta N + \sqrt{\beta^2 N^2 + 4\alpha\nu}}. \qquad (23.3.17)$$

Из уравнения (23.3.19) следует, что влияние аэрозольных частиц на концентрацию легких ионов существенно при выполнении неравенства $\beta N \gg \alpha n_\pm$. При $\beta = 1{,}65\cdot10^{-2}$ м³/с (ядра Айткена), $\alpha = 1{,}6\cdot10^{-12}$ м³/с, $\nu = 10^7$ м⁻³·с⁻¹ приведенное выше неравенство выполняется при концентрации аэрозольных частиц $N \gg 2{,}5\cdot10^{-9}$ м⁻³.

Как показывают данные экспериментальных исследований [1], в приземном слое атмосферы практически всегда содержатся аэрозольные частицы, часть которых нейтральна, а часть заряжена. Частицы, размер которых составляет 0,01—0,2 мкм, оказывают влияние на значение величин атмосферного электричества; их концентрация зависит от местности и изменяется в следующем порядке:

— над океаном вдали от берегов $(3—5)\cdot10^8$ м⁻³,
— в континентальной сельской местности вдали от города $(1—5)\cdot10^9$ м⁻³,
— в сельской местности вблизи городов $(1—10)\cdot10^9$ м⁻³,
— в городах $(1—10)\cdot10^{10}$ м⁻³.

Из анализа данных измерения электропроводности на сети станций атмосферного электричества следует, что по сравнению с более ранними данными электропроводность в районах измерений уменьшается [19]. Предполагается, что уменьшение электропроводности в этих пунктах может быть вызвано соответствующим увеличением концентрации в воздухе аэрозольных частиц субоптического диапазона размеров (r = 0,01—0,03 мкм). С учетом спектрального распределения

аэрозольных частиц по радиусам третий член в уравнении (23.3.19) может быть представлен в следующем виде:

$$\gamma = \int \beta(r) N^*(r)\, dr, \qquad (23.3.18)$$

где $N^*(r)$ — спектральная плотность распределения аэрозольных частиц по радиусам, $\beta(r)$ — коэффициент соединения легких ионов с легкими ионами.

Значения интеграла (23.3.21), приведенные в табл. 23.3.1, вычислены с помощью функции $N^*(r)$ и значений $\beta(r)$, приведенных в табл. 23.3.2.

Таблица 23.3.1

Значения $\gamma(r) = \int_0^r \beta(r) N^*(r) dr$ в относительных единицах [19]

r мкм	γ (r)	r мкм	γ (r)	r мкм	γ (r)	r мкм	γ (r)
0,01	0,03	0,05	0,37	0,09	0,65	0,3	0,98
0,02	0,09	0,06	0,45	0,1	0,70	0,4	0,99
0,03	0,19	0,07	0,53	0,2	0,94	1,0	1,0
0,04	0,29	0,08	0,59				

Таблица 23.3.2

Значения эффективных коэффициентов (10^{12} м³/с) присоединения легких ионов к аэрозольным частицам [19]

r мкм	β (r)	r мкм	β (r)	r мкм	β (r)	r мкм	β (r)
0,002	0,037	0,008	0,281	0,04	1,60	0,2	82,3
0,004	0,103	0,01	0,342	0,06	2,41	0,5	20,7
0,006	0,180	0,02	0,737	0,1	3,98	1,0	40,0

Влияние аэрозольных частиц на структуру электродного слоя рассматривалось в работе [26]. Основные уравнения для исследования этого влияния имеют следующий вид:

$$b_+ \frac{d}{dz}(n_+E) = \nu_-\alpha n_+ n_- - \beta_{+0} n_+ N_0 - \beta_{+1} n_+ N_-,$$

$$b_- \frac{d}{dz}(n_-E) = \nu_-\alpha n_+ n_- - \beta_{-0} n_- N_0 - \beta_{-1} n_- N_+,$$

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi e\,(n_+ - n_- + N_+ - N_-), \quad Z = N_0 + N_+ + N_-,$$

$$\beta_{+0} n_+ N_0 = \beta_{-1} n_- N_+,$$

$$\beta_{-0} n_- N_0 = \beta_{+1} n_+ N_-, \qquad (23.3.19)$$

где N_0 — концентрация нейтральных аэрозольных частиц, N_+, N_- — концентрация тяжелых ионов положительных и отрицательных, $\beta_{\pm 0}$, $\beta_{\pm 1}$ — соответствующие коэффициенты присоединения.

Предполагалось, что подвижность тяжелых ионов мала, поэтому $Z = \text{const}$. Были проведены численные расчеты системы (23.3.22) концентрации аэрозольных частиц $z = 10^8$, 10^9, 10^{10}, 10^{11} м$^{-3}$ при $\beta_{\pm 0} = 1{,}4 \cdot 10^{-12}$ м³/с, $\beta_{\pm 1} = 4 \cdot 10^{-12}$ м$^{-3}$/с$^{-1}$. Результаты расчетов показывают, что при $Z = 10^8$ м$^{-3}$ аэрозольные частицы оказывают слабое влияние на свойства электродного слоя, при $Z = 10^9$ м$^{-3}$ тяжелые и легкие ионы примерно одинаково влияют на распределение электрического поля (рис. 23.3.7 *а*), при $Z = 10^{10}$ м$^{-3}$ ролью легких ионов можно пренебречь и толщина электродного слоя уменьшается в три раза (рис. 23.3.7 *б*, *в*). Дальнейшее увеличение Z ($Z = 10^{11}$, см. рис. 23.3.6) приводит к уменьшению толщины электродного слоя.

В случае турбулентного электродного слоя ситуация обратная: с увеличением концентрации аэрозольных частиц увеличивается толщина электродного слоя, которая определяется выражением:

$$L_m = \left(\frac{D_m}{4\pi\lambda_\infty}\right)^{\frac{1}{2-m}}. \qquad (23.3.20)$$

Поскольку при наличии аэрозольных частиц электропроводность уменьшается, из выражения (23.3.23) следует, что величина L_m растет.

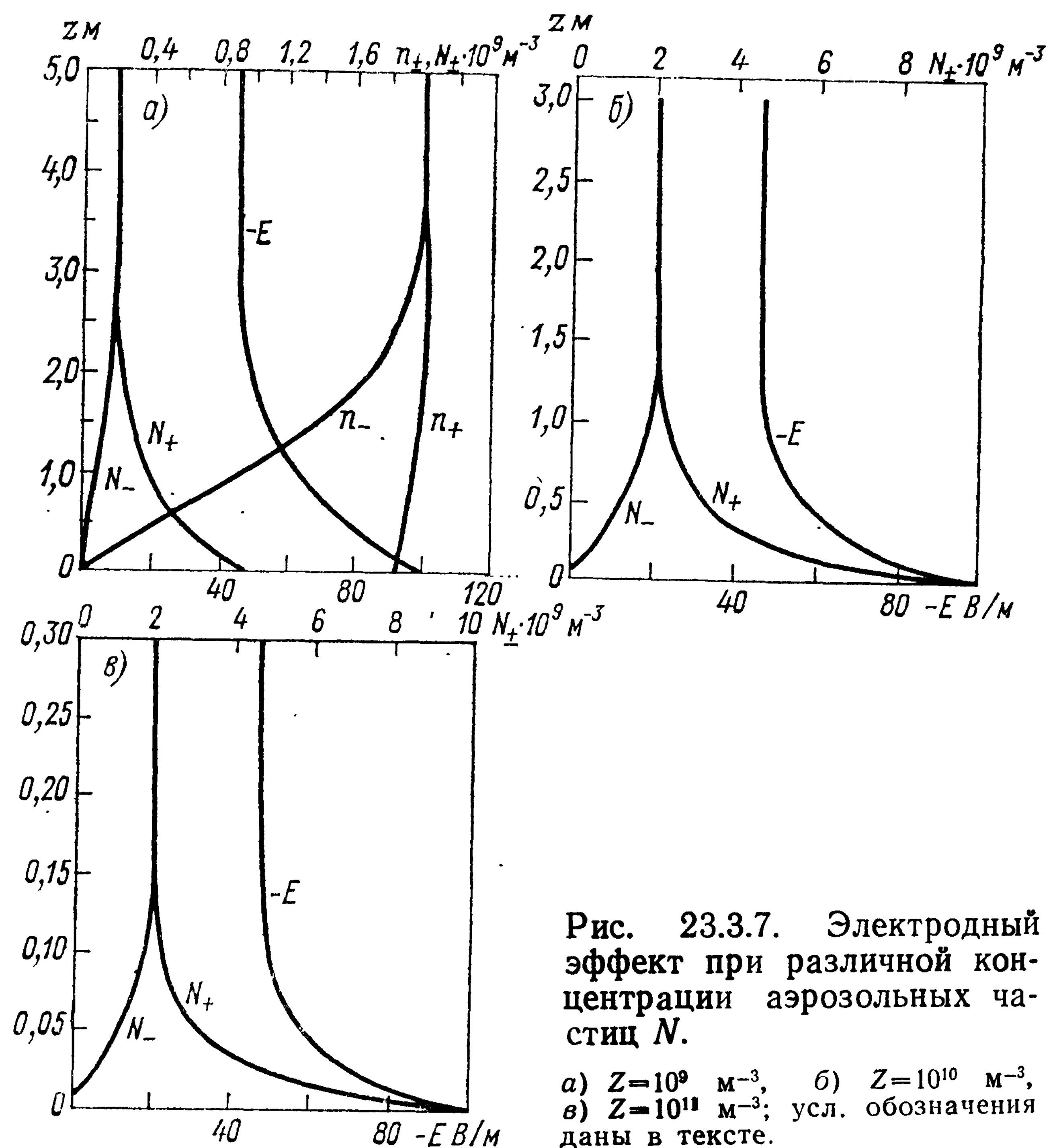


Рис. 23.3.7. Электродный эффект при различной концентрации аэрозольных частиц N.

а) $Z = 10^9$ м$^{-3}$, *б*) $Z = 10^{10}$ м$^{-3}$, *в*) $Z = 10^{11}$ м$^{-3}$; усл. обозначения даны в тексте.

23.4. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИН АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

23.4.1. Пространственная структура электрического поля в нижнем слое атмосферы

Распределение электрического поля атмосферы в различных частях разнообразно. Существует довольно сложная структура электрических полей в ионосфере и магнитосфере, обусловленная динамопроцессами и магнитосферной конвекцией. В настоящем разделе мы не будем касаться этих вопросов, а рассмотрим распределение электрического поля в нижнем слое атмосферы.

Применение подъемных средств — аэростата, самолета, радиозонда — для исследования электрического поля атмосферы позволило выявить особенности его вертикальной структуры. Результаты измерений и анализ материала представлены в многочисленных публикациях [2—8, 16, 20, 28, 29, 30, 32, 34, 36].

По результатам измерений электрического поля в свободной атмосфере, полученным разными авторами, можно провести определенную типизацию профилей напряженности поля для условий хорошей погоды (облачность нижнего яруса не более 2—4 баллов, отсутствие гидрометеоров, пыльных бурь и т. д.).

В ряде работ [3, 9, 20, 27] уже делались попытки классификации профилей. На основании этого опыта и с учетом обширного экспериментального материала предлагается следующая типизация профилей напряженности электрического поля (рис. 23.4.1).

I группа. Положительная напряженность поля монотонно убывает с высотой по экспоненциальному закону. Эти профили описываются уравнениями:

$$E(h) = E_0 \exp(-\tilde{a}_1 h),$$

$$E(h) = E_0 \exp(-\tilde{a}_1 h) + E_h \exp(-\tilde{a}_2 h), \qquad (23.4.1)$$

где $\tilde{a}_i$ — в км$^{-1}$, если h выражается в километрах; E_0 и E_h — напряженность электрического поля у поверхности Земли и на некоторой высоте соответственно.

Первое уравнение более типично для арктических и океанических регионов. Начиная с самого нижнего слоя атмосферы, напряженность поля убывает до верхней границы

тропосферы практически с постоянной скоростью. Показатель экспоненты, или скорость убывания поля, лежит, как правило, в пределах 0,25—0,40 км$^{-1}$ [6, 20]. Для континентальных районов справедливым чаще оказывается второе уравнение, представляющее сумму двух экспоненциальных функций, причем $\tilde{\alpha}_1 > \tilde{\alpha}_2$. В работе [3] приводится среднее для трех континентальных пунктов — Ленинград, Киев, Ташкент — значение α_1, экспонента с показателем $\tilde{\alpha} \approx 1$ км$^{-1}$ описывает изменение поля для Ленинграда до высоты 3 км, для Киева и Ташкента до высоты 1,5 км. Выше указанных уровней изменение поля с высотой описывается экспонентой, но с другим показателем ($\alpha \approx 0{,}4$—$0{,}5$ км$^{-1}$) [3]. По данным измерений в Швеции [37] средние значения показателей экспоненты $\tilde{\alpha}_1$ и $\tilde{\alpha}_2$ составили соответственно 1,4 и 0,18 км$^{-1}$.

По данным авторов [3], профили этой группы составляют 34 % от общего числа профилей, наблюдавшихся на указанных трех континентальных станциях в хорошую погоду.

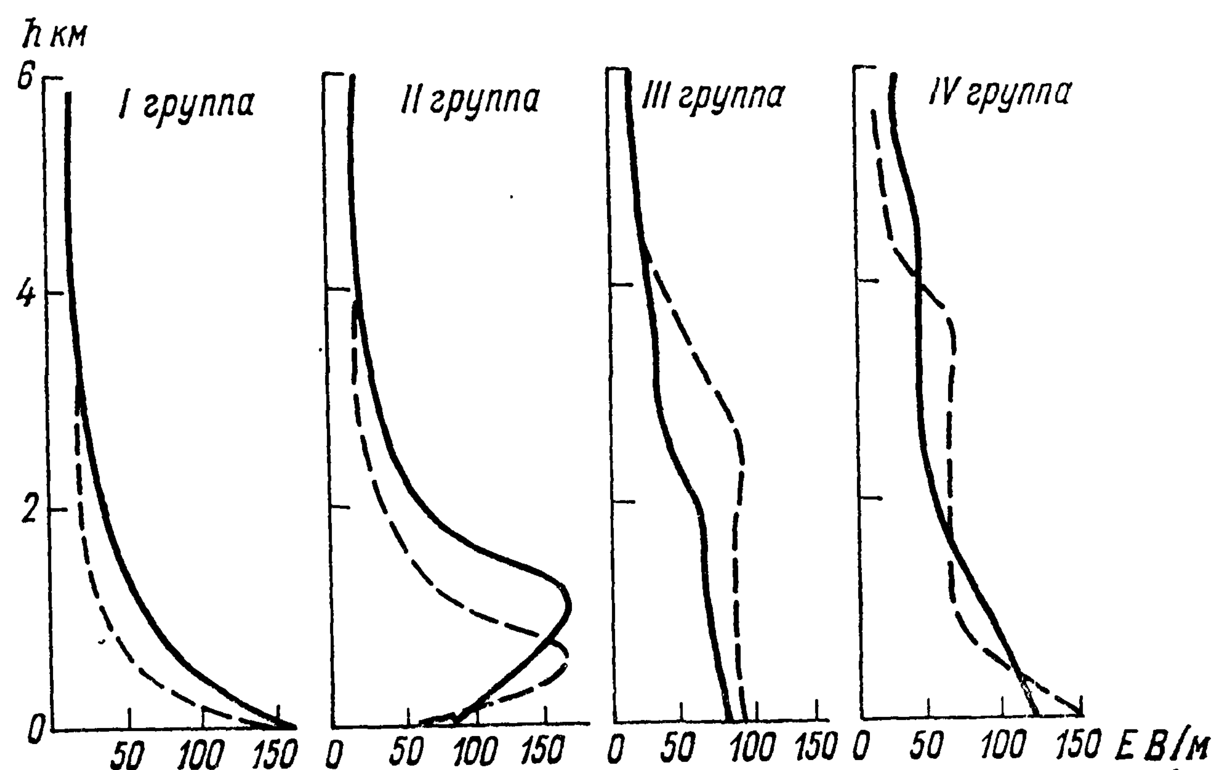


Рис. 23.4.1. Профили напряженности электрического поля.

II группа. Эта группа профилей отличается нарушением монотонности хода напряженности поля с высотой. Для них свойственно возрастание напряженности поля от поверхности Земли до высоты 500—1500 м, на которой достигается ее максимум, затем напряженность поля начинает уменьшаться; часто это уменьшение происходит по экспоненциальному закону.

Повторяемость профилей этой группы различна в разных регионах и в разные сезоны. По данным измерений, проводившихся в Советском Союзе, такие профили наблюдались в 43 % случаев [3], в Швеции они преобладали над всеми другими типами профилей и наблюдались в 80 % случаев [37]. В Японии в среднем за год на станции Хачиджоджима II группа профилей наблюдается в 26 % случаев, а на станции Татено в 30 % случаев [17, 28, 29, 34]. В Индии профили с максимумом напряженности поля на некоторой высоте относительно поверхности Земли связаны с муссонным периодом и в этот сезон доминируют над другими профилями.

III группа. Отличительной чертой профилей этой группы является постоянство напряженности поля до уровня 1—2 км (иногда до 3 км), выше которого напряженность убывает с увеличением проводимости. По-видимому, такого рода профили связаны с примерным постоянством проводимости по высоте в нижней тропосфере. Обычно при профилях этой группы отмечаются относительно малые значения напряженности электрического поля у поверхности Земли. Профили III группы наблюдаются реже профилей I и II групп.

IV группа. Эта группа является «антиподом» группе III: напряженность поля убывает в нижнем слое толщиной 2—3 км, а затем в слое такой же толщины остается примерно постоянной. Однако не все исследователи, проводившие зондирование тропосферы, выявили такой тип профилей. Вероятно, это связано с недостаточным числом экспериментов, не позволивших охватить все особенности вертикальной структуры электрического поля нижней тропосферы.

При всей условности приведенной типизации профилей напряженности электрического поля она соответствует определенным процессам в атмосфере, а именно различному распределению зарядов.

Если предположить, что атмосфера свободна от объемных зарядов и проводимость λ растет с высотой по некоторому закону $\lambda(h)$, то в атмосфере за время выравнивания $\tau_\lambda = \varepsilon_0/\lambda$ установится постоянный ток j и распределение напряженности поля по высоте будет иметь следующий вид

$$E(h) = j_0/\lambda(h) = \frac{E_0 h_0}{\lambda(h)}, \qquad (23.4.2)$$

где E_0 и λ_0 — напряженность поля и проводимость атмосферы у поверхности Земли.

Если проводимость будет расти с высотой по экспоненциальному закону, то по такому же закону будет убывать с высотой напряженность поля. Такая картина наблюдается в профилях I группы.

Допустим, что в атмосфере в силу каких-либо причин возникают дополнительные объемные заряды. В этом случае должна происходить трансформация профиля напряженности поля. Область отрицательного объемного заряда может воз-

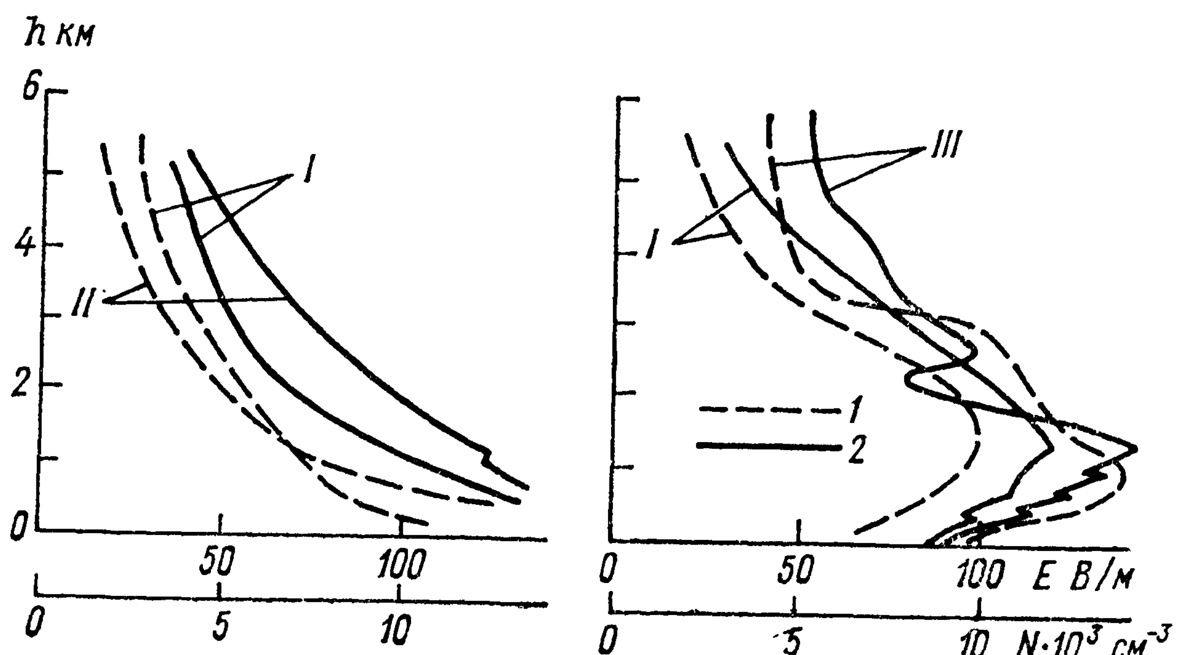


Рис. 23.4.2. Распределение напряженности электрического поля (1) и ядер конденсации (2) с высотой.

I — Поти, *II* — Тбилиси, *III* — Ленинград.

никнуть в слое, в котором проводимость убывает с высотой. Напряженность поля в этом слое соответственно будет возрастать. В таком случае в профилях напряженности возникают экстремумы на некоторой высоте (II группа). Чаще профили такого вида возникают летом над континентами, когда усиливается запыленность нижнего слоя атмосферы и, как результат этого, понижается проводимость.

Если проводимость постоянна в некотором слое, то в стационарных условиях напряженность поля в этом слое не будет изменяться, т. е. в этой области будут отсутствовать объемные заряды (профиль III и IV групп). Профили с чертами, характерными для III и IV групп, т. е. с постоянством напряженности электрического поля в слое определенной толщины, могут возникать и в случае, когда поступление объемных зарядов (к примеру, за счет вертикальных конвективных движений) в область слоя компенсируется их истечением из этой области; баланс объемного заряда (приход — расход) для этого слоя будет нулевым. Профили III группы связаны, по-видимому, с хорошо развитым турбулентным перемешиванием, созданным изотропно вертикальной структурой электрического поля в пограничном слое. В профилях IV группы постоянство напряженности поля над пограничным слоем связано, вероятно, с адвективным переносом заряда.

В ряде публикаций [2, 3, 18] анализировались вертикальные профили напряженности электрического поля и концентрации ядер конденсации. Выяснилось, что изменение с высотой напряженности поля и концентрации ядер конденсации часто бывает подобным. Анализ общих закономерностей вертикального распределения ядер конденсации [13, 14] показал, что это распределение описывается экспонентой

$$N(z) = N_0 \exp(-z/h^*). \qquad (23.4.3)$$

Значение коэффициента h^* определялось из опытных данных и изменялось в зависимости от физико-географических, метеорологических условий и от размера частиц. Для ядер Айткена ($r = 10^{-6} \div 10^{-4}$ см) $h_* = 750$ м, для крупных пылевых частиц $h^* = 100$—200 м [37].

На определенной высоте (2—4 км) скорость убывания концентрации ядер может замедляться и показатель экспоненты принимать другое значение, так что в ряде случаев весь профиль может быть удовлетворительно описан суммой двух экспонент.

На рис. 23.4.2 представлены данные одновременных измерений напряженности электрического поля и ядер конденсации в разных пунктах Советского Союза.

Осредненные профили концентрации ядер конденсации, измеренные в разных районах, хорошо согласуются с I и II группами профилей предложенной типизации.

Подобие кривых вертикального распределения E и N проявляется не только по осредненным данным, но и по данным отдельных подъемов.

Существенное влияние на распределение по высоте ядер конденсации и напряженности поля оказывают суточные колебания метеорологического состояния нижнего слоя атмосферы, в частности наличие конвективной неустойчивости, инверсий.

Нередко максимум в вертикальных профилях напряженности поля и концентрации ядер конденсации наблюдается в ночные и утренние часы и связан с границей слоя инверсии температуры. В дневные часы с развитием турбулентности происходит трансформация профилей, изменение скорости убывания напряженности поля и концентрации ядер с высотой.

23.4.2. Временные вариации элементов атмосферного электричества

Все элементы атмосферного электричества испытывают временные вариации различных масштабов. Наиболее характерными из них являются суточные вариации напряженности электрического поля (или градиента потенциала). Согласно [27], суточные вариации градиента потенциала на уровне Земли распадаются на три типа в зависимости от места наблюдений и сезона.

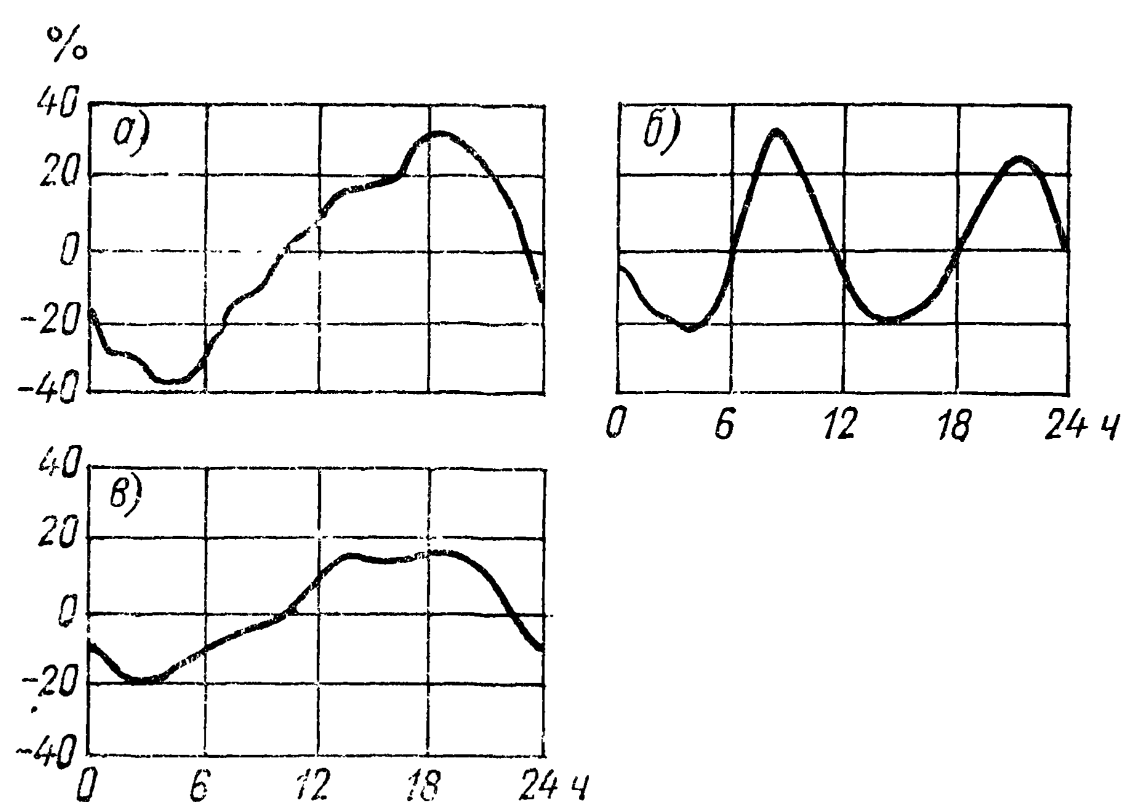


Рис. 23.4.3. Суточные вариации градиента потенциала.

1. Колебательные вариации континентального типа с одним максимумом и одним минимумом.
2. Колебательные вариации континентального типа с двойным максимумом и двойным минимумом.
3. Универсальная суточная вариация.

Вариации первого типа наблюдаются в течение дня. Для них характерно появление минимума около 4 ч по местному времени и максимума после полудня. Амплитуда колебаний составляет 60 % среднего значения (рис. 23.4.3 *а*).

В вариациях второго типа напряженность совершает двойное колебание с минимумом около 4 и 14 ч по местному времени и максимумом около 9 и 21 ч по местному времени. Амплитуда вариаций также составляет около 60 % среднего значения. В противоположность утреннему минимуму, который в течение года встречается около 4 ч по местному времени, оба максимума смещаются с восходом и заходом Солнца, в то же время второй минимум в полдень смещается нерегулярно (рис. 23.4.3 *б*).

Вариация третьего типа — это вариация простого колебательного типа. Минимум достигается около 4 ч, а максимум около 16—18 ч по Гринвичу, т. е. проявляются одновременно по всему земному шару. Амплитуда вариации составляет 40 % среднего значения (рис. 23.4.3 *в*).

Первые два типа вариаций наблюдаются на континентальных станциях, в то время как универсальная суточная вариация наблюдается в открытом море и полярных областях. На континентальных станциях первый тип вариаций преобладает в сельской местности. Данные измерений в городах или их окрестностях показывают, что зимой вариации близки к первому типу, а летом ко второму. Таким образом, существует зависимость суточных вариаций от места наблюдения, сезона и погоды. Сложность суточных кривых градиента потенциала на континентах и простота этих кривых на море и в полярных областях связана, во-первых, с тем, что метеорологические условия над водной поверхностью и поверхностью, покрытой льдом, более просты, чем над континентами, и, во-вторых, существует некая общая причина для появления этих вариаций. Согласно современным представлениям, источником этих вариаций является глобальная грозовая деятельность. Результаты измерений суточной вариации грозовой активности и относительных вариаций напряженности электрического поля над океанами представлены на рис. 23.4.4. На континентах этот эффект маскируется

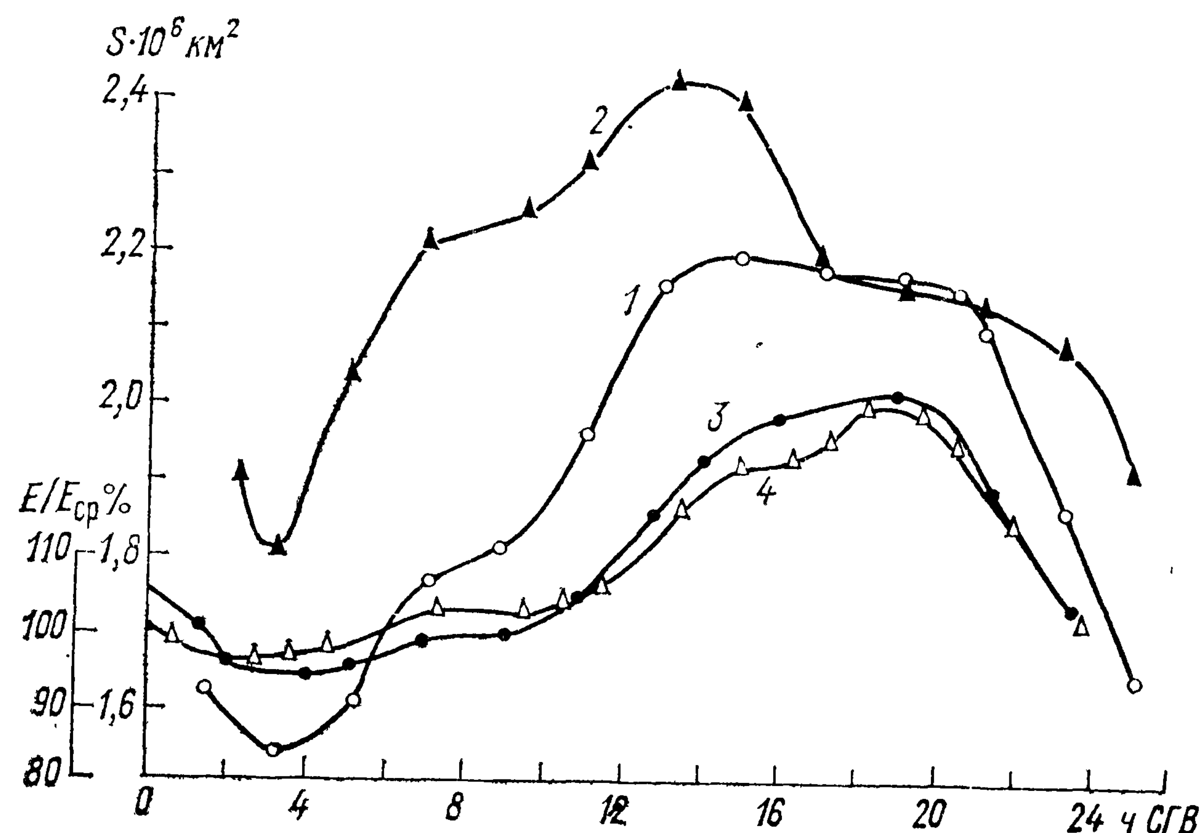


Рис. 23.4.4. Суточные вариации грозовой активности (*1* и *2*) [2] и относительные вариации электрического поля над океанами (*3, 4*).

3 — по результатам измерений в полярных областях на судне «Мод», *4* — по результатам измерений над океанами на судне Института Карнеги.

локальными метеорологическими процессами. Существуют также сезонные вариации E [27], суточные вариации λ и плотности электрического тока. Суточный ход электропроводности λ на суше выражен более отчетливо, чем над океанами. Предельное отклонение среднего значения на суше достигает 40 %, над океанами менее 10 % [27]. Поскольку электропроводность определяется в основном легкими ионами [27], существенное влияние на нее оказывают процессы обмена в пограничном слое атмосферы, наличие аэрозольных частиц.

Явной зависимости суточного хода электропроводности от суточного хода напряженности электрического поля не прослеживается. В то же время годовой ход напряженности электрического поля обратно пропорционален годовому ходу электропроводности. Имеются определенные экспериментальные доказательства в пользу существования 27-суточных и 11-летних вариаций. Эти типы вариаций связаны с периодом солнечного вращения и периодом солнечной активности (период пятнообразовательной деятельности на Солнце).

Суточные вариации испытывает также плотность электрического тока в атмосфере [27], но носят нерегулярный характер, т. е. не повторяются от одного дня к другому. Анализ этих изменений на основе данных ряда станций Западной Европы проведен в монографии [27]. Вариации потенциала электрического поля аналогичны вариациям градиента потенциала. Последние измерения градиента потенциала, выполненные на аэростатах [40], подтверждают наличие зависимости между глобальной суточной вариацией градиента потенциала и суточным ходом грозовой активности по всему земному шару.

Наряду с суточными вариациями элементов атмосферного электричества существуют короткопериодические вариации. Так, в работе [35] были обнаружены одновременные вариации плотности электрического тока с характерным периодом примерно 60 с при измерениях на о. Вильсанди (СССР) и в Вэлдорфе (США). Эти вариации синфазны, что свидетельствует об их глобальном характере и общем для них источнике (рис. 23.4.5).

Вместе с систематическими вариациями в приземном слое атмосферы существуют статистические вариации элементов атмосферного электричества, отражающие турбулентные процессы в приземном слое атмосферы. Так, исследования вариации градиента потенциала в диапазоне частот 0,004—

0,06 Гц [41] показали, что спектральная плотность вариации градиента потенциала зависит от частоты f как f^{-s}, где $s = 2,2$ (рис. 23.4.6).

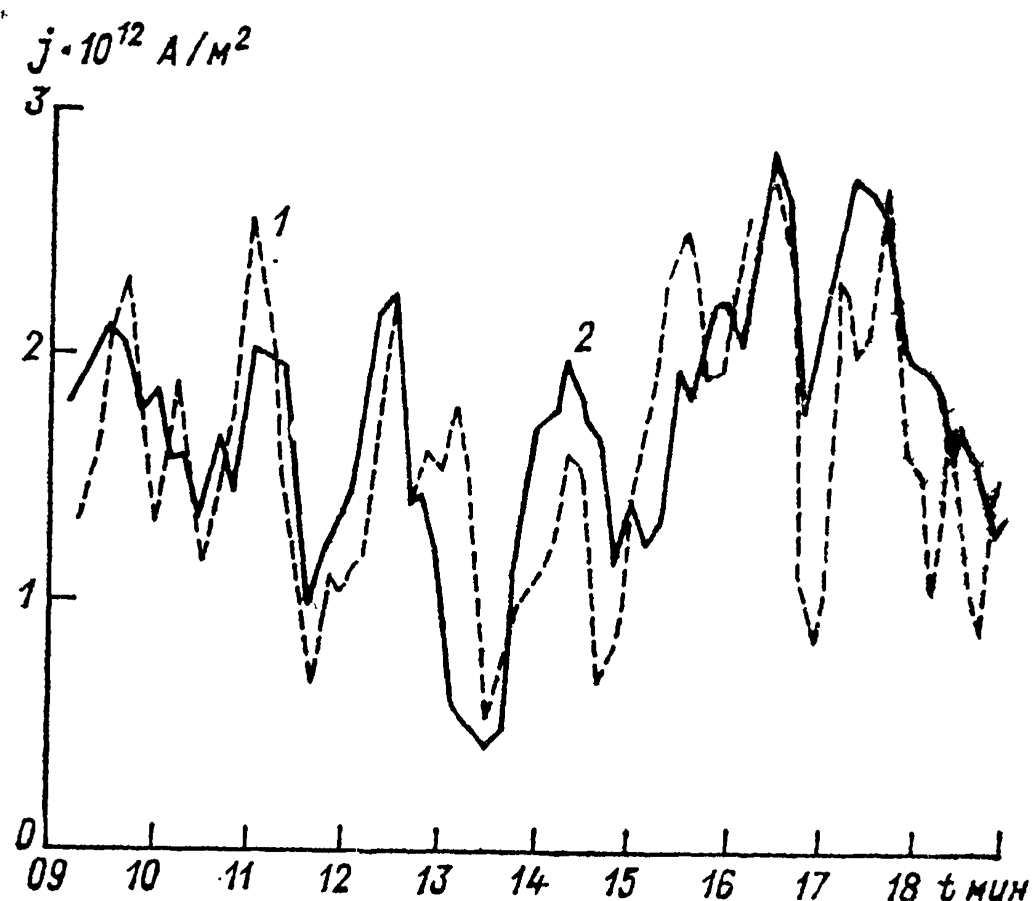


Рис. 23.4.5. Короткопериодические колебания плотности электрического тока по данным измерений на о. Вильсанди, СССР (*1*) и в Вэлдорфе, США (*2*).

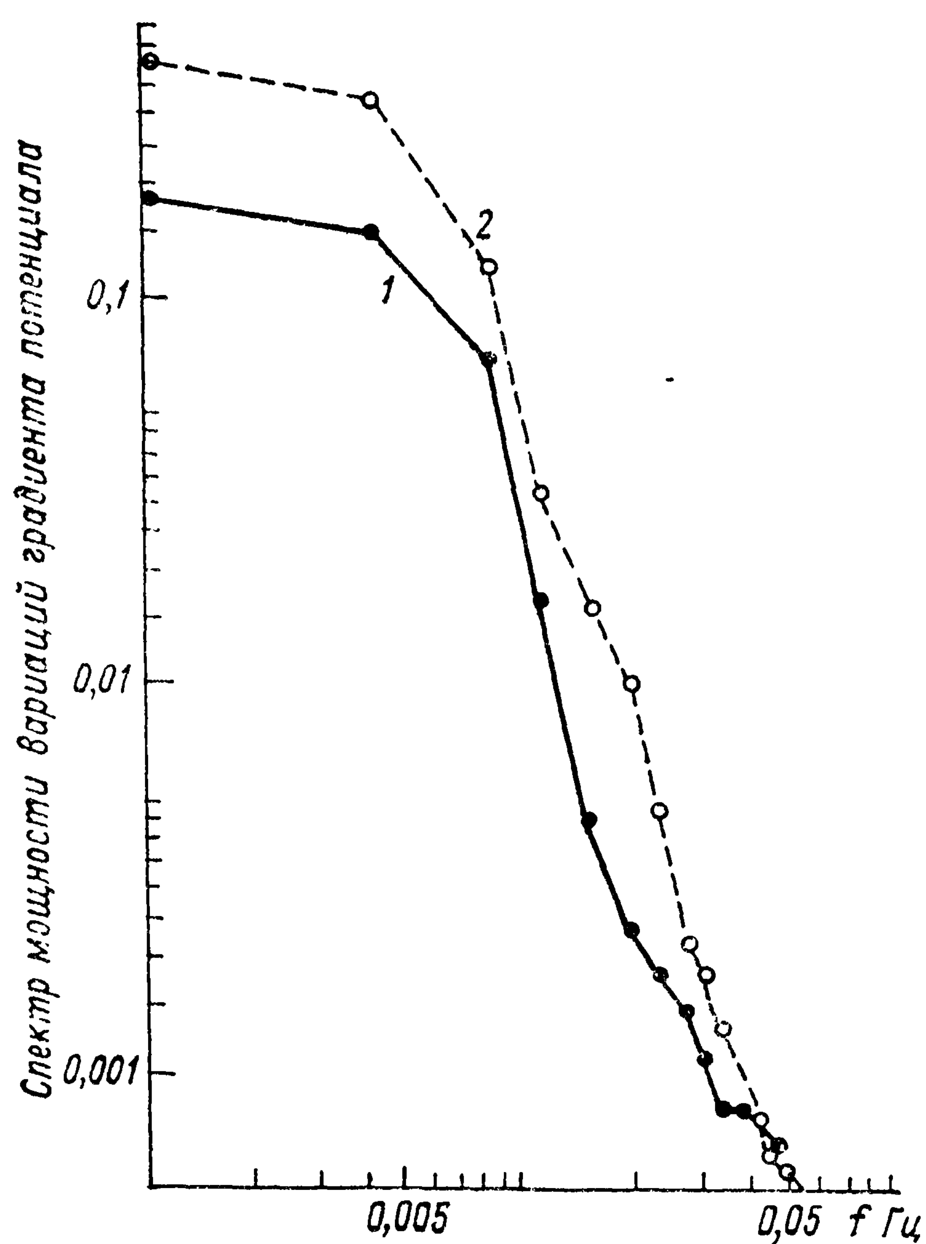


Рис. 23.4.6. Зависимость логарифма спектра мощности вариации градиента потенциала от логарифма частоты f в 12 ч 15 мин по Гринвичу (*1*) и 14 ч 00 мин по Гринвичу (*2*) 5 августа 1971 г.

Одновременно флуктуационные изменения элементов атмосферного электричества могут быть вызваны процессами выпадения дождя, грозами и многими другими метеорологическими процессами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брикар Дж. Влияние радиоактивности и загрязнений на элементы атмосферного электричества. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Труды III Международной конференции по электричеству атмосферы и космического пространства. Л.: Гидрометеоиздат, 1969, с. 68—104.
2. Двали Е. Р., Каланджева Л. М. Электрические явления в свободной атмосфере над Закавказьем. — Труды ЗакНИГМИ, 1974, вып. 57(63), с. 149—159.
3. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1965. — 239 с.
4. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным зондирования 1958—1959 гг. — Л.: Гидрометеоиздат, 1965. — 226 с.
5. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах. 1964 г.— Л.: Гидрометеоиздат, 1965. — 68с.
6. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным радиозондирования 1964—1965 гг.— Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 103 с.
7. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным зондирования 1966—1970 гг.— Л.: Гидрометеоиздат, 1973.— 43 с.
8. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным зондирования 1971—1972 гг. (Япония).— Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 52 с.
9. Могила С. Н. О вертикальном ходе некоторых электрических характеристик в районе Киева. — Труды УкрНИГМИ, 1974, вып. 130, с. 111—117.
10. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. — М.: Наука, 1965. —639 с.
11. Морозов В. Н. Модели глобальной атмосферно-электрической цепи. ВНИИГМИ-МЦД. Обзорная информация, вып. 8. — Обнинск, 1981.
12. Морозов В. Н. Распределение электрических характеристик в приземном турбулентном слое атмосферы. — Труды ГГО, 1986, вып. 498, с. 106—118.
13. Селезнева Е. С. Результаты наблюдений за атмосферными ядрами конденсации в период НГГ и МГС. — В кн.: Материалы конференции по итогам МГГ (1960 г.) и метеорологического изучения Антарктиды (1959 г.). Л.: Гидрометеоиздат, 1961, с. 207—217.
14. Селезнева Е. С., Юдин М. И. О закономерности вертикального распределения ядер конденсации в атмосфере. — Труды ГГО, 1960, вып. 105, с. 37—42.
15. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. — Л—М: Гостехиздат, 1949.
16. Хатакаяма Х. Исследование атмосферного электричества на Дальнем Востоке. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л.: Гидрометеоиздат, 1969, с. 14—25.
17. Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 384 с.
18. Чубарина Е. В. Связь электрического поля атмосферы с ядрами конденсации. — Труды ГГО, 1964, вып. 157, с. 20—24.
19. Шварц Я. М., Огуряева Л. В. Многолетний ход величин атмосферного электричества в приземном слое. — Метеорология и гидрология, 1987, № 7, с. 59—64.
20. Clark I. F. The fair weather atmospheric electric potential and its gradient. — In: Recent Advances in Atmospheric Electricity. New York, 1958.
21. Clark I. F. Airborne measurement of atmospheric potential gradient. — J. Geophys. Res., 1957, v. 62, N 3, p. 617—628.
22. Cole R. K., Pierce E. T. Electrification in the Earth's atmosphere. — J. Geophys. Res., 1965, v. 70, N 12, p. 2735—2749.
23. Hays P. B., Roble R. G. A. Quasi-static model of global atmospheric electricity. I. The lower atmosphere. — J. Geophys. Res., 1979, v. 84, N A7, p. 3291—3305.
24. Holser R. E., Saxon D. S. Distribution of electrical conduction current in the vicinity of thunderstorms. — J. Geophys. Res., 1952, v. 57, N 2, p. 207—217.
25. Hoppel W. A. Electrode effect. Comparison of theory and measurement. — In.: Planetary Electrodynamics, 1962, v. 2, p. 167—181.
26. Hoppel W. A. Theory of electrode effect. — J. Atm. Terrest. Phys., 1967, v. 29, N 4, p. 709—721.
27. Israël H. Atmospheric Electricity. V. 1—2. — Jerusalem, 1970.
28. IGY Data On Upper Air (Radiozonde) Observation During World Meteorological Intervals. — Tokyo, 1960. — 130 p.
29. IGY Data On Upper Air (Radiozonde) Observation During World Meteorological Intervals. — Tokyo, 1961. — 60 p.
30. Kraaakevik J. H. Electrical conduction and Convection current in the troposphere.— In: Recent Advances in Atmospheric Electricity. New York, 1958.

31. Makino M., Ogawa T. Responses of atmospheric electric field and air-earth çurrent to variation of conductivity profiles. — J. Atm. Terrest. Phys., 1984, v. 46, N 5, p. 431—435.
32. Mühleisen R., Fishher H. I. Messung des luffelectrischen feldes in der freien Atmosphare. — Naturwiss., 1960, Bd 47, N1, S. 36—37.
33. Muhleisen R. The global circuit and its parameters. — In: Electrical Processes in Atmosphere. Darmstadt, Steinkoff Verlag, 1977, p. 467—480.
34. Post-IGG data on upper air (radiozonde) observation during world meteorological intervals. — Tokyo, 1962. — 45 p.
35. Ruhnke L. H., Tammet H. F., Arold M. Atmospheric electric current at widely space stations. — In: Proceedings of the 6th International Conference on Atmospheric Electricity. Hampton, 1983, p. 76—78.
36. Uchikawa K. Atmospheric electric phenomena in the upper air over Japan.— The Geophys. Mag., 1961, v. 30, N 3, p. 150—160.
37. Ungethüm E. Measurements of the electric field in the free atmosphere during GQSY, 1964—1965. Report No. 3, Uppsala 1966, 31 p.
38. Volland H. Atmospheric Electrodynamics. — Berlin, 1984. — 205 c.
39. Willet J. C. Fair-weather electric charge transfer by convection in an unstable boundary layer. — J. Geophys. Res., 1979, v. 84, N C2, p. 703—718.
40. Woosley J. D., Holzwohrt R. H. Electrical potential measurements in the lower atmosphere. — J. Geophys. Res., 1987, v. 92, N D3, p. 3127—3134.
41. Yerg D. G., Johinson K. R. Short-period fluctuations in fair-weather electric field. — J. Geophys. Res., 1974, v. 79, N 15, p. 2177—2184.

Глава 24. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ

24.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

24.1.1. Электромагнитная волна и ее поляризация

Электромагнитная волна представляет собой электромагнитное возмущение, которое распространяется в вакууме со скоростью света c, а в среде со скоростью $v = c/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, где ε_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемость вещества соответственно [8].

Электромагнитная волна является поперечной: перпендикулярные между собой электрический **E** и магнитный **H** векторы, описывающие электромагнитное поле, лежат в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны z.

Связь между изменением напряженностей электрического E и магнитного H полей описывается уравнениями Максвелла [8], из которых следует, что E и H связаны линейной зависимостью:

$$\sqrt{\mu_0}\, H = \sqrt{\varepsilon_0} E. \qquad (24.1.1)$$

С этим электромагнитным возмущением связан перенос энергии, плотность которой (т. е. энергия, заключенная в единице объема) для электрического поля описывается выражением $(\varepsilon_0^2/8\pi)E^2$, а для магнитного — выражением $(\mu_0/8\pi)H^2$, где E и H — амплитуды колебаний векторов **E** и **H**. Величины E и H для волны, распространяющейся вдоль оси z, определяются соотношениями

$$E = \frac{a_0}{\sqrt{\varepsilon_0}} \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{v}\right),$$

$$(24.1.2)$$

$$H = \frac{a_0}{\sqrt{\mu_0}} \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{v}\right),$$

где $a_0 = A\ (1 + \cos 2\pi m_0 t)$, A и m_0 — постоянные, t — время, T — период колебаний.

Введем следующие обозначения: $\nu = 1/T$ — *частота волны*; $\omega_0 = 2\pi/T$ — *круговая (угловая) частота*; $\lambda = vT$ — *длина волны*; $k = 2\pi/\lambda$ — *волновое число*.

Волна, описываемая выражениями (24.1.2), называется монохроматической, так как относится к одной частоте ν (или длине волны λ). В зависимости от значения ν (или λ) различают несколько видов электромагнитных волн (табл. 24.1.1) [77].

Таблица 24.1.1

Шкала электромагнитных волн

Электромагнитное излучение	Диапазон λ мкм
Радиоволны	>50
Оптическое излучение	
инфракрасное	50—0,77
видимое	0,77—0,38
ультрафиолетовое	0,38—0,01
Рентгеновское излучение	10^{-2}—10^{-6}
Гамма-излучение	$<10^{-4}$

Расстояние по z, равное λ, определяет точки, в которых колебания совершаются в данный момент времени в одной и той же фазе, поэтому v называется *фазовой скоростью монохроматической волны.*

Концы векторов **E** и **H** описывают в пространстве кривые линии — в общем случае эллипсы, вписанные в прямоугольники со сторонами, параллельными осям x и y. Такие волны называют *эллиптически поляризованными.*

Для описания электромагнитной волны достаточно знать амплитуды колебаний вектора **E** в двух ортогональных направлениях, а также соотношение фаз этих колебаний, так как колебания векторов **E** и **H** взаимосвязаны между собой.

В общем случае оси $2a$ и $2b$ эллипсов не параллельны осям x и y: главная ось $2a$ эллипса, описываемого вектором **E**, составляет с осью x угол $0 \leqslant \psi < \pi$, причем $\pm b/a = \operatorname{tg}\chi$, где $-\pi/4 < \chi \leqslant \pi/4$ угол, определяющий форму эллипса.

Направление движения концов эллипса может быть правым (по часовой стрелке) или левым (против часовой стрелки) для наблюдателя, смотрящего навстречу распространяющейся волне.

Линейной поляризацию называют в том случае, когда эллипс поляризации вырождается в прямую линию, при этом компоненты E_y и H_x исчезают.

Круговой поляризацию называют в том случае, когда эллипс поляризации превращается в круг; при этом $E_x = E_y$, $H_x = H_y$.

В свободном пространстве электромагнитная волна распространяется прямолинейно. В материальной среде прямолинейное распространение возможно только при отсутствии градиента показателя преломления среды в направлении, перпендикулярном к линии распространения. При наличии градиента происходит рефракция волн (см. п. 24.3.3), при наличии частиц на пути волны — рассеяние и поглощение ее энергии (см. ниже).

Основная характеристика распространения волн — это количество электромагнитной энергии, передаваемой в пределах некоторого интервала длин волн, в определенном телесном угле или через определенную площадку в каком-либо направлении.

Количество излучения может быть выражено в энергетических (радиометрических) или фотометрических величинах (табл. 24.1.2 и [51, 77]). Фотометрические величины выражают субъективное восприятие излучения человеческим глазом, которое зависит от длины волны, и относятся только к диапазону волн видимого излучения. Взаимосвязь между энергетическими и фотометрическими величинами выражается через отношение светового потока к потоку излучения $V(\lambda)$, называемое *спектральной видностью* или спектральной световой эффективностью. Максимум спектральной видности наблюдается для $\lambda = 0{,}55$ мкм: $V(0{,}55) = 680$ лм/Вт.

В теории переноса излучения используется также термин *интенсивность излучения* I, под которым одни авторы понимают энергетическую освещенность, другие — яркость, а третьи — силу излучения. Поэтому в каждом конкретном случае необходимо указывать размерность интенсивности.

Спектральная плотность энергии излучения E_λ — это количество фотонов с данной длиной волны λ в единичном интервале спектра длин волн [51]. Энергия излучения по конечному спектральному интервалу от λ_1 до λ_2 находится интегрированием:

$$E_и = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda\, d\lambda. \qquad (24.1.3)$$

24.1.2. Вектор-параметр Стокса

Наиболее полно энергетику и состояние поляризации излучения описывает четырехмерный *вектор-параметр Стокса* (ВПС) [7, 25, 64, 65]:

$$\mathbf{S} = (I,\ Q,\ U,\ V). \qquad (24.1.4)$$

Три из этих параметров независимы, так как для полностью поляризованного излучения выполняется тождество

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \qquad (24.1.5)$$

и следующие соотношения:

$$Q = I\cos 2\chi \cos 2\psi,$$
$$U = I\cos 2\chi \sin 2\psi,$$
$$V = I\sin 2\chi. \qquad (24.1.6)$$

Всякое частично поляризованное излучение можно представить в виде суммы неполяризованного излучения, для

Таблица 24.1.2

Величины, характеризующие излучение

Общие физические величины	Единицы измерения	Фотометрические величины	Единицы измерения
Энергия излучения, $E_и$	Дж	Световая энергия (количество света)	лм·с
Поток (мощность) излучения, P	Вт	Световой поток	люмен (лм)
Энергетическая освещенность (поверхностная плотность потока излучения), E	Вт/см²	Освещенность (светимость)	люкс (лк=лм/см²)
Энергетическая сила излучения, I	Вт/ср	Сила света	кандела (кд-лм/ср)
Энергетическая яркость (плотность излучения), B	Вт/(см²·ср)	Фотометрическая яркость	$\frac{кн}{см^2}=\frac{лм}{см\cdot ср}$
Спектральная плотность			
энергии $E_\lambda=dE_и/d\lambda$	Дж/мкм		$\frac{лм\cdot с}{мкм}$
потока $P_\lambda=dP/d\lambda$	Вт/мкм		$\frac{лм}{мкм}$
освещенности $E_\lambda=dP_\lambda/dS$	Вт/(см²·мкм)		$\frac{лк}{мкм}$
яркости $B_\lambda=dP_\lambda/d\Omega dS\cos\varphi$	Вт/(мкм·см²·ср)		$\frac{лм}{см^2\cdot ср\cdot мкм}$

Примечание. dP — мощность излучения элементарного источника, dS и $d\Omega$ — элементы поверхности и телесного угла, φ — угол между нормалью к dS и направлением распространения излучения.

которого $Q = U = V = 0$, и полностью поляризованного излучения.

В общем случае

$$I^2 \geqslant Q^2 + U^2 + V^2. \tag{24.1.7}$$

Часто используется ВПС в виде $\mathbf{S} = (I_1, I_2, U, V)$, где $I_1 = (I + Q)/2$, $I_2 = (I - Q)/2$.

Степень частичной поляризации определяется следующим образом:

$$p(\theta) = \frac{(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}}{I} < 1. \tag{24.1.8}$$

Поясним физический смысл параметров Стокса [38, 64]: I пропорциональный полной интенсивности излучения, Q — разности интенсивностей с параллельной и перпендикулярной ориентацией $\mathbf{E}$ (поляризацией) относительно выбранной плоскости, U — разности интенсивностей с поляризацией под углами 45 и 135° относительно той же плоскости, V — разности интенсивностей с правосторонней и левосторонней поляризацией.

ВПС может быть измерен с использованием поляризаторов и анализаторов электромагнитного излучения.

24.1.3. Основные определения

Рассеянием называется процесс, при котором молекулы или частицы, находящиеся на пути излучения, заимствуют энергию падающей волны и переизлучают ее в полный телесный угол, вершиной которого является рассеивающий элемент [51]. Рассеяние характеризуется сечением рассеяния и объемным коэффициентом рассеяния.

Угловое распределение и состояние поляризации рассеянного излучения характеризуется параметрами Стокса с помощью матрицы рассеяния (см. ниже). (Молекулярное рассеяние — см. п. 24.7.4, рассеяние частицами — см. п. 24.8)

При большой концентрации рассеивателей в среде излучение, рассеянное одними частицами, может снова рассеиваться другими частицами и т. д. Этот процесс называют *многократным рассеянием.* В каждом из последовательных актов рассеяние осуществляется по законам однократного рассеяния. Окончательный результат получают суммированием с учетом статистических характеристик следования актов рассеяния друг за другом.

Поглощением излучения называется уменьшение его энергии при распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны во внутреннюю энергию вещества или в энергию вторичного излучения.

Поглощение характеризуется сечением поглощения, объемным коэффициентом поглощения, функцией поглощения (см. ниже). (Молекулярное поглощение — см. п. 24.7.1—24.7.3, поглощение частицами — см. п. 24.6 и 24.7.)

Ослабление излучения — это суммарный эффект взаимодействия излучения с молекулами или частицами, обусловленный рассеянием и поглощением.

Сечение рассеяния $\sigma_р$ (*поглощения* $\sigma_п$) — это площадь, через которую протекает поток падающего излучения, равный потоку излучения, рассеянного во всех направлениях (или поглощенного). (Сечение молекулярного поглощения — см. п. 24.4.1, сечение молекулярного рассеяния — см. п. 24.5.1, сечение рассеяния и поглощения частицами — см. п. 24.6.1)

Сечение ослабления — это сумма сечений поглощения и рассеяния.

Объемный коэффициент рассеяния (поглощения) — это отношение потока излучения, рассеянного во всех направлениях (или поглощенного) единичным объемом среды, к потоку, падающему на этот объем. Коэффициент молекулярного поглощения — см. 24.7.1, рассеяния — см. 24.7.4, аэрозольного поглощения и рассеяния — см. 24.8.

Коэффициент ослабления — это сумма коэффициентов поглощения и рассеяния. (Ослабление в атмосфере — см. п. 24.3).

Коэффициент пропускания — это отношение потока излучения, прошедшего через среду, к потоку излучения, упавшему на нее. (Коэффициент пропускания для чистого воздуха — см. п. 24.7, для замутненной атмосферы — см. п. 24.6.)

Функция пропускания — это среднее значение коэффициента пропускания для интервала длин волн от λ_1 и λ_2 (или частот от ν_1 до ν_2):

$$\overline{T}_{\nu_1\nu_2} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} I\,d\nu \Big/ \int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0\,d\nu, \tag{24.1.9}$$

где I и I_0 — интенсивность излучения, пропущенного средой и падающего на нее соответственно. Величина $(1 - \overline{T}_{\nu_1,\nu_2})$ называется *функцией поглощения.*

Матрица рассеяния — это матричный оператор $\mathbf{M}(\theta)$, связывающий параметры Стокса (см. п. 24.1.2) рассеянного $\mathbf{S}$ и падающего $\mathbf{S}_0$ излучения [15]:

$$(I, Q, U, V) = \mathbf{M}(\theta)(I_0, Q_0, U_0, V_0). \tag{24.1.10}$$

В общем случае матрица рассеяния $\mathbf{M}(\theta)$ несимметрична и содержит 16 элементов M_{ij} (4×4), каждый из которых

является функцией угла рассеяния θ и зависит от оптических свойств рассеивателей. Угол рассеяния отсчитывается от направления распространения падающего излучения в плоскости, содержащей падающий и рассеянный луч (плоскость рассеяния). Обычно матрица рассеяния нормирована по условию

$$\frac{1}{4\pi}\int_0^{4\pi} M_{11}(\theta)\,d\omega = 1, \qquad (24.1.11)$$

где $d\omega$ — элемент телесного угла.

Для неполяризованного падающего излучения $S_0 = (I_0, 0, 0, 0)$, поэтому $I = M_{11}I_0$, $Q = M_{21}I_0$, $U = M_{31}I_0$, $V = M_{41}I_0$, где элемент матрицы M_{11} определяет индикатрису рассеяния. (Матрица молекулярного рассеяния — см. п. 24.5.1, матрица рассеяния сферических частиц — см. п. 24.6.3, матрица рассеяния атмосферных частиц — см. п. 24.7.)

Матрица экстинкции (ослабления) — матричный оператор, содержащий в общем случае 16 элементов α_{ij} (4×4), которые определяются через элементы матрицы рассеяния вперед M_{ij} (0). Выражения для α_{ij} можно найти в [57].

Матрица экстинкции используется для определения коэффициента ослабления излучения в *оптически анизотропной среде* (т. е. если коэффициенты ослабления и рассеяния зависят от состояния поляризации падающего излучения).

Индикатриса рассеяния $f(\theta)$ — это отношение интенсивности излучения, рассеянного в данном направлении θ, к средней интенсивности, рассеянной во всех направлениях 4π, причем

$$\frac{1}{4\pi}\int_0^{4\pi} f(\theta)\,d\omega = 1. \qquad (24.1.12)$$

Величина

$$\langle\cos\theta\rangle = \frac{\int_{-1}^{1} f(\theta)\cos\theta\, d(\cos\theta)}{\int_{-1}^{1} f(\theta)\, d(\cos\theta)} \qquad (24.1.13)$$

называется *фактором асимметрии* или *средним косинусом* рассеяния и характеризует степень асимметрии индикатрисы рассеяния.

24.2. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

24.2.1. Нестационарное уравнение

В основе теории переноса излучения лежит система уравнений, описывающая изменение характеристик излучения вдоль направления его распространения. Уравнение переноса устанавливает связь между значениями параметров Стокса $S_i(t, \mathbf{r}, \Omega)$ (см. п. 24.1.2) в двух точках пространства $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r} - d\mathbf{r}$ в момент t с учетом поглощения и рассеяния излучения в элементарном объеме среды dV.

Нестационарное уравнение переноса излучения с учетом поляризации имеет вид

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \Omega\nabla\right) I(t, \mathbf{r}, \Omega) = -\alpha I(t, \mathbf{r}, \Omega) + Q(t, \mathbf{r}, \Omega), \qquad (24.2.1)$$

где α — коэффициент ослабления, или матрица экстинкции (см. п. 24.1.3); Q — плотность источников, учитывающая излучение, рассеянное в объеме и посторонними источниками, либо собственное излучение среды:

$$Q(t, \mathbf{r}, \Omega) = \frac{\beta}{4\pi}\int_{4\pi}\sum_{j=1}^{4}\mu_{1,j}(\Omega, \Omega')\,S_j(t, \mathbf{r}, \Omega)\,d\Omega' + q(t, \mathbf{r}, \Omega), \qquad (24.2.2)$$

где β коэффициент рассеяния; M_{ij} — элементы матрицы рассеяния (см. п. 24.1.3); Ω, Ω' — направления испускания и рассеяния фотонов; $S_1 = I$, $S_2 = Q$, $S_3 = U$, $S_4 = V$.

Величина q определяется как количество энергии $dE_и$, излучаемой объемом dV в единицу времени в элементарный телесный угол $d\Omega$:

$$dE_и = q(t, \mathbf{r}, \Omega)\,dV\,d\Omega. \qquad (24.2.3)$$

Решением уравнения (24.2.1), описывающего нестационарное поле излучения, является выражение

$$B(t, \mathbf{r}, \Omega) = \int_0^{\infty} Q\left(\left(t - \frac{l}{c}\right), \ \mathbf{r} - l\Omega, \ \Omega\right)\exp\times \left(-\int_0^{l}\alpha(\mathbf{r} - l'\Omega)\,dl'\right)dl'', \qquad (24.2.4)$$

т. е. фотоны с направлением движения Ω, которые в момент t находятся в точке $\mathbf{r}$, должны были возникнуть в точке $\mathbf{r} - l\Omega$ в момент $t - l/c$. Экспонента определяет вероятность достижения этими фотонами точки $\mathbf{r}$.

Фотон пребывает в среде до тех пор, пока он не поглотится средой либо не выйдет через границы пространственно ограниченной среды.

Уравнения, аналогичные уравнению (24.2.1), могут быть написаны для каждого из параметров Стокса.

Нестационарное уравнение переноса необходимо для решения задачи о прохождении в среде коротких импульсов электромагнитного излучения (см. п. 24.11).

24.2.2. Стационарное уравнение

Если характерное время пребывания кванта в среде много меньше характерного времени изменения потока излучения (например, при стационарном источнике излучения), то в каждый момент времени в среде устанавливается квазистационарный режим. Тогда уравнение (24.2.1) преобразуется в *стационарное уравнение переноса*, в котором отсутствует член, содержащий производную по времени.

При учете состояния поляризации необходимо записать систему уравнений вида (24.2.1) для каждого из параметров Стокса.

При решении различных задач, связанных с распространением в атмосфере электромагнитного излучения, иногда можно пренебречь рассеянием или собственным излучением атмосферы, вследствие чего уравнение переноса преобразуется. Например, уходящее излучение системы Земля—атмосфера, в котором превалирует собственное излучение Земли и атмосферы в инфракрасном участке спектра волн, описывают без учета рассеяния.

Стационарное уравнение переноса для интенсивности в условиях, когда можно пренебречь рассеянием и собственным излучением среды, известно как закон Буге—Ламберта—Бера (см. п. 24.3).

В настоящее время существует достаточно много различных методов решения стационарного и нестационарного уравнений переноса излучения в различных его формах с учетом рассеяния. Эти методы можно условно разделить на численные и приближенные аналитические. В основе первых, как правило, лежит некоторая итерационная процедура. Достаточно хорошо известны численные методы, основанные на алгоритмах Монте-Карло, расщепления, удвоения слоев. Аналитические методы основаны на различных упрощающих приближениях. Краткий обзор методов решения уравнения переноса можно найти в [17, 55], а обзор задачи переноса излучения в атмосфере — в [50].

Процессы переноса излучения в различных диапазонах электромагнитного спектра имеют свои особенности, связанные с различным вкладом разных компонентов атмосферы в поглощение и рассеяние излучения в этих диапазонах (см. п. 24.7—24.12).

24.3. ОСЛАБЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

24.3.1. Закон Буге—Ламберта—Бера

Ослабление электромагнитного излучения в атмосфере определяется поглощением и рассеянием атмосферными аэрозолями и газами. Ослабление монохроматического излучения в среде описывается законом Буге — Ламберта — Бера [10,

33] являющимся частным случаем уравнения переноса излучения (см. п. 24.1.1):

$$dI = -\alpha I_0\, dl, \qquad (24.3.1)$$

где I и I_0 — интенсивности прошедшего через среду и падающего на нее излучения, dl — элемент пути. После интегрирования уравнения (24.3.1) по трассе L получаем

$$I = I_0 \exp(-\tau), \qquad (24.3.2)$$

где $\tau = \int_0^L \alpha(l)\, dl$ — *оптическая толщина* слоя среды, $T = I/I_0$ — *коэффициент пропускания*.

Коэффициент ослабления α складывается из коэффициентов поглощения и рассеяния (см. п. 24.1.3), которые в свою очередь определяются суммой этих компонентов для газовой и аэрозольной составляющих атмосферы, включая туманы, осадки, облака (см. п. 24.4—24.8).

Ослабление в атмосфере выражают в км$^{-1}$, в децибелах (1 дБ = 10 $\lg(I/I_0)$, в дБ/км (1 дБ/км = $-4{,}343\alpha$), в неперах на километр (1 нп/км = $-\alpha/2$), а также через оптическую плотность ($D = \lg(I_0/I)$.

При описании изменения интенсивности излучения с использованием выражений (24.3.1)—(24.3.2) предполагается, что все рассеянное частицами излучение удаляется из пучка. При измерении I наличие конечной апертуры приемника $\gamma_{пр}$ приводит к тому, что совместно с прямым излучением регистрируется определенная доля рассеянного, зависящая от оптических свойств среды и условий эксперимента, главным образом от угловой апертуры приемника, пути L и индикатрисы рассеяния [34, 35] (см. п. 24.1.3).

Закон Буге — Ламберта — Бера применим при следующих условиях [35]:

1) монохроматичность излучения;
2) отсутствие собственного и индуцированного свечения;
3) независимость рассеяния излучения на частицах друг от друга, но при этом число частиц $N \gg 1$. Имеет место для относительно малых рассеивателей ($x = 2\pi r/\lambda \ll 10$) при расстояниях между ними более $(4 \div 6)r$, а для крупных рассеивателей ($x > 10$) — при расстоянии 10 r и более;
4) малость многократного рассеяния (предельные значения $\tau_{пр}$, при которых превалирует однократное рассеяние, определены ниже);
5) длительность импульсов оптического излучения не менее 10^{-8} с;
6) отсутствие нелинейного взаимодействия излучения со средой (эффекты самофокусировки пучков излучения, многофотонные эффекты, испарение или разрушение частиц, фотохимические реакции, спектроскопические эффекты насыщения и т. д.).

Если свойства среды зависят от интенсивности излучения, то рассматриваемый закон в интегральной форме (24.3.2) неприменим и его необходимо использовать в дифференциальной записи (24.3.1). В этом случае $\alpha = \beta(I) + \gamma(I)$. При подстановке в уравнение (24.3.1) конкретных выражений $\beta(I)$, $\gamma(I)$ и последующем интегрировании можно получить выражения для ослабления излучения при том или ином механизме нелинейности [38].

При спектрофотометрировании солнечного излучения в атмосфере для видимого и ультрафиолетового диапазона длин волн предельные значения $\tau_{пр}$, для которых наблюдаются отклонения от закона Буге, связаны с приемной апертурой $\gamma_{пр}$ эмпирическим соотношением [35]

$$\lg \tau_{пр} = -0{,}04\,(\lg \gamma_{пр})^2 - 0{,}087 \lg \gamma_{пр} + 0{,}32. \qquad (24.3.3)$$

При распространении узких лазерных пучков в атмосферном аэрозоле $\tau_{пр}$ можно оценить с помощью выражения [34]

$$\tau_{пр} = -a \lg k d_п + b, \qquad (24.3.4)$$

где $d_п$ — диаметр пучка; a, b — эмпирические константы, зависящие от оптических свойств рассеивающей среды. Для гелий-неонового лазера ($\lambda = 0{,}63$ мкм, $\theta_0 = 6'$) при определенных значениях характеристик приемника ($\gamma_{пр} = 6'$, $d = 1$ м) в условиях плотных облаков и туманов (метеорологическая дальность видимости 50 м) $\tau_{пр} \approx 22 \ldots 25$.

Поскольку размер ледяных кристаллов больше размера капель, то, следовательно, и значения индикатрисы рассеяния ледяными кристаллами при малых углах θ больше, а значит возрастает доля принимаемого рассеянного света [81, 84].

24.3.2. Ослабление солнечного излучения

Оптическая толщина атмосферы является функцией зенитного угла Солнца θ_c:

$$\tau(\theta_c) = \tau_0 m(\theta_c), \qquad (24.3.5)$$

где τ_0 — оптическая толщина атмосферы по вертикали, $m(\theta_c)$ — оптическая масса атмосферы.

В [24] показано, что при $\theta_c < 60°$, когда можно пренебречь сферичностью атмосферы, с высокой точностью можно положить

$$m(\theta_c) = \sec \theta_c. \qquad (24.3.6)$$

При $\theta_c > 60°$ необходим учет кривизны атмосферы, и $m(\theta_c)$ определяется выражением

$$m(\theta_c) = \frac{\theta_a}{(n_0 - 1)\, n_0 \sin \theta_c}, \qquad (24.3.7)$$

где n_0 — показатель преломления воздуха на уровне земной поверхности, а θ_a — астрономическая рефракция (см. п. 24.3.3).

Величина θ_a для изотермической атмосферы описывается выражением [44]:

$$\theta_a = \int_1^{n_0} \frac{R_0 n_0 \sin\theta_c / (R + z(n))\, n\, dn}{n\sqrt{1 - [R_0/(R_0 + z(n))]^2 \sin^2 \theta_c}}, \qquad (24.3.8)$$

где n — показатель преломления воздуха на высоте z; R_0 — радиус земли; $z(n)$ — функция, обратная функции $n(z)$.

Поглощение и рассеяние излучения атмосферными газами в основном определяет селективный характер ослабления солнечного излучения в атмосфере (см. п. 24.4). Ослабление солнечного излучения в атмосфере вследствие значительной изменчивости микрофизических свойств аэрозоля (химического состава, размеров и концентрации) зависит от географического положения, времени суток и т. д. (см. п. 25.1—25.4). Ослабление излучения аэрозолем имеет менее селективный характер по сравнению с молекулярным ослаблением [44].

Спектральный ход оптической толщины атмосферы в УФ и видимой областях спектра в отсутствии облаков по результатам статистических измерений описывается формулой Ангстрема:

$$\tau(\lambda) = a_1 \lambda^{-n_1} + b_1, \qquad (24.3.9)$$

где a_1, b_1, n_1 — эмпирические константы, причем $n_1 < 4$. В диапазоне длин волн 8—14 мкм наблюдается значительная изменчивость аэрозольной составляющей оптической толщины атмосферы, причем вклад аэрозоля сопоставим с вкладом водяного пара [61, 75].

Результаты наземных измерений спектрального ослабления солнечного излучения тонкими кучевыми и перистыми облаками можно найти в [56, 61, 62].

24.3.3. Рефракция оптического излучения в атмосфере

Рефракция — явление, обусловленное искривлением траекторий лучей света в неоднородной атмосфере, приводящее к кажущемуся смещению наблюдаемого положения источника излучения от истинного, а также к искажению результатов измерения расстояния до источника [36, 41, 42, 47, 48]. Угол между истинным и видимым направлениями на источник называется *углом рефракции.*

В зависимости от расстояния от излучателя и приемника до центра Земли различают несколько основных типов рефракции. Среди них наиболее изучены *астрономическая* (излучатель находится далеко за пределами атмосферы, а приемник на поверхности Земли или вблизи нее) и *земная (или атмосферная)* (излучатель и приемник находится в пределах атмосферы). Если излучатель находится на поверхности, а приемник в пределах атмосферы или за ее пределами, то рефракция называется *фотограмметрической.*

Турбулентные движения атмосферного воздуха приводят к флуктуациям во времени угла рефракции, поэтому принято различать регулярную и случайную рефракции. *Под регулярной (нормальной) рефракцией* понимают среднее по времени значение угла рефракции, зависящее, в частности, от метеорологических условий. Низкочастотные изменения рефракции с частотой около 0,01 Гц (а иногда до 100 Гц) и неопределенным нижним пределом называют *случайной рефракцией.*

Вследствие случайной рефракции изображения звезд в телескопах дрожат или превращаются в размытые бурлящие световые пятна. Мерцание звезд, видимое невооруженным глазом, также обусловлено случайной рефракцией. Устойчивые, длительно существующие (до нескольких часов) отклонения рефракции от среднего значения при данном зенитном угле называют *аномальной рефракцией*.

Траектории световых лучей в атмосфере при различных видах рефракции могут быть рассчитаны в приближении геометрической оптики, если известно распределение показателя преломления вдоль трассы распространения лучей.

Земная рефракция

Угол земной рефракции для объекта, находящегося на высоте H, можно вычислить по формуле [36, 42, 48]:

$$\theta_g = \operatorname{arctg} \frac{\sin\theta_1}{\cos\theta_1 - \gamma} - \xi, \qquad (24.3.10)$$

где

$$\theta_1 = R_0 n(0) \sin\xi \int_{R_0}^{R_0+H} \frac{dR}{R[(Rn(z))^2 - (R_0 n(0)\sin\xi)^2]^{1/2}}, \qquad (24.3.11)$$

ξ — видимое зенитное расстояние наблюдаемого источника, R_0 — радиус Земли в месте нахождения приемника, $R = R_0 + z$, z — переменная высота по траектории светового луча, $n(z)$ — показатель преломления воздуха на высоте z.

Угол земной рефракции при зенитных углах ξ', меньших 70°, с ошибкой не более 1″ может быть вычислен по формуле [48]

$$\theta_g = \rho''\left(A + B/\lambda^2 + \frac{C}{\lambda^4}\right)\left[\frac{p_g}{760}\,\frac{273}{T_g} - 10{,}5\,\frac{\Delta p}{H}\right]\operatorname{tg}\xi', \qquad (24.3.12)$$

где λ — длина волны излучения (мкм); p_g и T_g — давление (мм рт. ст.) и температура К в точке наблюдения, Δ_p — разность давлений в точке наблюдения и в месте нахождения источника, $\rho'' = 2{,}06265$, $A = 28{,}764$, $B = 0{,}16288$, $C = 0{,}00136$. Угол земной рефракции определяет ошибку в определении направления на объект, обусловленную рефракцией света в атмосфере. Эта ошибка при высоте излучателя до 100 км и большом зенитном угле ($\sim 80°$) может достигать нескольких угловых минут.

Земная рефракция на наклонных трассах, кроме угла рефракции, характеризуется также полным углом рефракции, равным углу между касательными к световому лучу в начале и конце трассы.

На горизонтальных трассах земную рефракцию принято характеризовать *коэффициентом земной рефракции*, который определяется как отношение радиуса Земли к радиусу кривизны луча.

Иногда в атмосфере образуются слои, на границе которых может происходить полное отражение лучей. Тогда можно видеть отраженное изображение предмета (мираж), как прямое, так и обратное, и даже не одно, а несколько [47].

Частный случай земной рефракции при распространении света в пределах приземного слоя атмосферы обычно называют *геодезической рефракцией*. Ее учет имеет особенности: из-за существенных неоднородностей показателя преломления в приземном слое нельзя точно определить в этом случае рефракцию на основе табличных данных или измерений метеопараметров в точке наблюдения. Геодезическая рефракция, как правило, может быть рассчитана только при наличии данных о показателе преломления на трассе.

При исследовании рефракции над водоемами обнаружено, что в нижнем надводном слое может наблюдаться сверхрефракция световых лучей, практически не поддающаяся учету.

Астрономическая рефракция

При нормальных условиях показатель преломления воздуха с высотой над поверхностью Земли убывает, поэтому световой луч, идущий от звезды, принимает форму кривой, обращенной выпуклостью вверх. Источник света кажется смещенным к зениту. Если зенитный угол меньше 70°, то угол астрономической рефракции практически (с точностью до 1″) не зависит от распределения показателя преломления по высоте, а определяется его значением у поверхности и приближенно может быть найден по формуле (24.3.12) при $H \to \infty$.

Вследствие быстрого роста угла рефракции при приближении светила к горизонту нижний край диска Солнца (или Луны) может быть приподнят на несколько минут дуги выше верхнего, а солнечный диск кажется сплюснутым. Из-за рефракции светила видны над горизонтом еще до восхода и некоторое время после истинного захода.

Имеется большое число таблиц, в которых содержатся результаты расчетов, позволяющие определить угол как астрономической, так и земной рефракции. Однако необходимо отметить, что они могут быть использованы скорее в типичных, чем в конкретных условиях, так как нередко встречаются значительные расхождения между рассчитанными и наблюдаемыми углами рефракции. Особенно велики эти расхождения при больших зенитных углах. В этом случае определение углов рефракции представляет сложную задачу и может приводить к значительным ошибкам в определении координат объектов. В связи с этим для решения многих практических задач важно иметь оперативную информацию о метеорологических параметрах, влияющих на рефракцию. Весьма перспективной представляется разработка с этой целью систем лазерного зондирования атмосферы.

При геодезических измерениях и прецезионной дальнометрии при больших зенитных углах объекта для учета рефракции необходимо вносить поправки на дальность. Более детально учет поправок на дальность обсуждается в специальной литературе, посвященной геодезическим измерениям, лазерной локации, светодальномерным и радиодальномерным исследованиям.

24.4. ПОГЛОЩЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВЫМИ СОСТАВЛЯЮЩИМИ АТМОСФЕРЫ

24.4.1. Молекулярное поглощение

Поглощением излучения с частотой ν называется процесс, при котором молекула вещества в результате взаимодействия с фотоном с энергией $h\nu$ возбуждается с энергетического уровня E_1 на более высокий уровень E_2, причем $E_2 - E_1 = h\nu$, где $h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка. Поэтому поглощение излучения определяется структурой и заселенностью энергетических уровней молекул данного вещества и вероятностями переходов между ними [21].

Поглощение характеризуется коэффициентом или функцией поглощения, сечением поглощения и массовым коэффициентом поглощения (см. п. 24.1.3). В табл. 24.4.1 приведены

Таблица 24.4.1

Переводные коэффициенты для i-го компонента смеси

	$k_{i\nu}$ см$^{-1}$ атм$^{-1}$	$\sigma_{i\nu}$ см^2	$k'_{i\nu}$ см^2/г
$k_{i\nu}$	1	$N_L \frac{T_0}{T p_0}$	$N_L m_i \frac{T_0}{p_0 T}$
$\sigma_{i\nu}$	$\left(N_L \frac{T_0}{T p_0}\right)^{-1}$	1	m_i
$k'_{i\nu}$	$\left(N_L m_i \frac{T_0}{T p_0}\right)^{-1}$	m_i^{-1}	1

переводные коэффициенты, которые позволяют связать между собой коэффициент поглощения $k_{i\nu}$, сечение поглощения $\sigma_{i\nu}$ и массовый коэффициент поглощения $k'_{i\nu}$, например:

$$k_{i\nu} = N_L \frac{T_0}{T_{p_0}} \sigma_{i\nu}, \qquad (24.4.1)$$

где N_L — число Лошмидта; $N_L = 2{,}687 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$; m_i — масса молекулы газа (г); p_0 и p, T_0 и T — давление и температура газа при нормальных условиях и текущие значения соответственно.

Коэффициент пропускания излучения однородной и равновесной газовой средой определяется соотношением

$$T_\nu = \frac{I_\nu}{I_{0\nu}} = \exp\left\{-\sum_i \left(\sigma_{i\nu_\text{п}} + \sigma_{i\nu_\text{р}}\right) n_i L\right\}, \qquad (24.4.2)$$

где $I_{0\nu}$ — начальная интенсивность излучения с частотой ν, I_ν — интенсивность излучения после прохождения слоя толщиной L, n_i — число поглощающих и рассеивающих молекул типа i в единичном объеме, $\sigma_{i\nu_\text{п}}$ и $\sigma_{i\nu_\text{р}}$ — сечения поглощения и рассеяния соответственно. Частота ν (см$^{-1}$) связана с длиной волны λ (мкм) соотношением $\nu = 10^4/\lambda^{-1}$. Показатель экспоненты в формуле (24.4.2) — оптическая толщина слоя.

Спектром поглощения (пропускания) называется зависимость коэффициента поглощения (пропускания) от частоты (длины волны) излучения. Он представляет собой совокупность отдельных спектральных линий, соответствующих каждому возможному переходу.

Положение (ν_0), интенсивность (S_0) и форма линии поглощения $f(p, T, \nu - \nu_0)$ определяются соответствующими свойствами молекулы.

Энергетические уровни молекул определяются суммой электронной, колебательной и вращательной энергии (приближение Борна — Оппенгеймера). Эти виды энергии обусловлены соответственно движением электронов в поле атомных ядер, периодическим смещением образующих молекулу атомов от положения равновесия и вращением молекулы как целого вокруг ее центра тяжести. Чисто *вращательные спектры* (при поглощении кванта излучения изменяется только вращательная энергия) расположены в микроволновой и дальней ИК-области ($\nu \leqslant 500$ см$^{-1}$). Они наблюдаются у молекул, имеющих дипольный момент, и являются наиболее простыми по структуре. Эти спектры образованы совокупностью линий, среднее расстояние между которыми может достигать нескольких см$^{-1}$. Если при поглощении излучения в молекулах изменяется колебательная и вращательная энергия, то говорят о *колебательно-вращательных спектрах*, наблюдающихся в спектральном интервале от нескольких сотен до нескольких тысяч см$^{-1}$. Эти спектры представляют собой систему полос, каждая из которых имеет тонкую структуру в виде линий, соответствующих переходам между различными вращательными подуровнями двух колебательных состояний. Необходимым условием возникновения инфракрасного спектра поглощения является зависимость дипольного момента молекулы от ее колебательных координат. Поскольку изменение межатомных расстояний в молекулах азота и кислорода не приводит к возникновению дипольного момента, эти основные компоненты атмосферы не активны в инфракрасном поглощении.

Электронные спектры молекул, обусловленные переходами с изменением электронной энергии, расположены, как правило, в видимом и ультрафиолетовом диапазонах длин волн. Эти спектры отличаются более сложной структурой, поскольку одновременно с электронной энергией изменяется энергия колебательного и вращательного движения. Под воздействием ультрафиолетовой радиации возможна ионизация или диссоциация молекулы. Такому типу переходов в спектре поглощения соответствуют широкие бесструктурные полосы-континуумы.

24.4.2. Спектр поглощения атмосферного воздуха

Коэффициент поглощения атмосферного воздуха складывается из двух частей:

$$k_\nu = k_\nu^{c} + k_\nu^{к}, \tag{24.4.3}$$

где k_ν^{c} — коэффициент селективного поглощения, обусловленный совокупным вкладом спектральных линий; $k_\nu^{к}$ — коэффициент континуального поглощения. Коэффициент селективного поглощения можно представить в виде суммы вкладов спектральных линий по всем поглощающим компонентам:

$$k_\nu = \sum_i k_{i\nu}^{c} p_i = \sum_{ij} S_{ij}(T)\, f_{ij}(p, T, \nu - \nu_{ij})\, p_i, \tag{24.4.4}$$

где S_{ij} — интенсивность j-й линии, принадлежащей i-му газу; $f_{ij}(p, T, \nu - \nu_{ij})$ — контур с максимумом на частоте ν_{ij}.

Форма контуров линий поглощения атмосферных газов определяется одновременным действием трех механизмов уширения. Первый из них связан с временем жизни энергетических состояний (естественное уширение), второй — доплеровское уширение, третий — обусловлен межмолекулярными взаимодействиями.

В условиях атмосферы первым механизмом можно пренебречь. В верхних слоях, где давление не превышает нескольких гектопаскалей, основным механизмом уширения является эффект Доплера, а форма контура не зависит от давления газа и описывается соотношением

$$f_{ij}(T, \nu_{ij} - \nu) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}\, \frac{1}{\gamma_{ijd}(T, \nu_{ij})} \times$$
$$\times \exp\left[-\ln 2\, \frac{(\nu - \nu_{ij})^2}{\gamma_{ijd}^2 (T\nu_{ij})}\right], \tag{24.4.5}$$

где $\gamma_{ijd} = \sqrt{\dfrac{2\ln 2kT}{m_i c^2}}\ \nu_{ij}$ — доплеровская полуширина.

В тропосфере при давлении $p > 65$ гПа основным механизмом уширения становится взаимодействие молекул, обусловливающее дисперсионный контур линий поглощения

$$f_{ij}(p, T, \nu - \nu_{ij}) = \frac{1}{\pi}\, \frac{\gamma_{ij}(p, T)}{(\nu - \nu_{ij})^2 + \gamma_{ij}^2 (p, T)} \tag{24.4.6}$$

с полушириной, пропорциональной давлению воздуха: $\gamma_{ij} = \gamma_{ij0}(T)p$, где γ_{ij0} — коэффициент уширения воздухом.

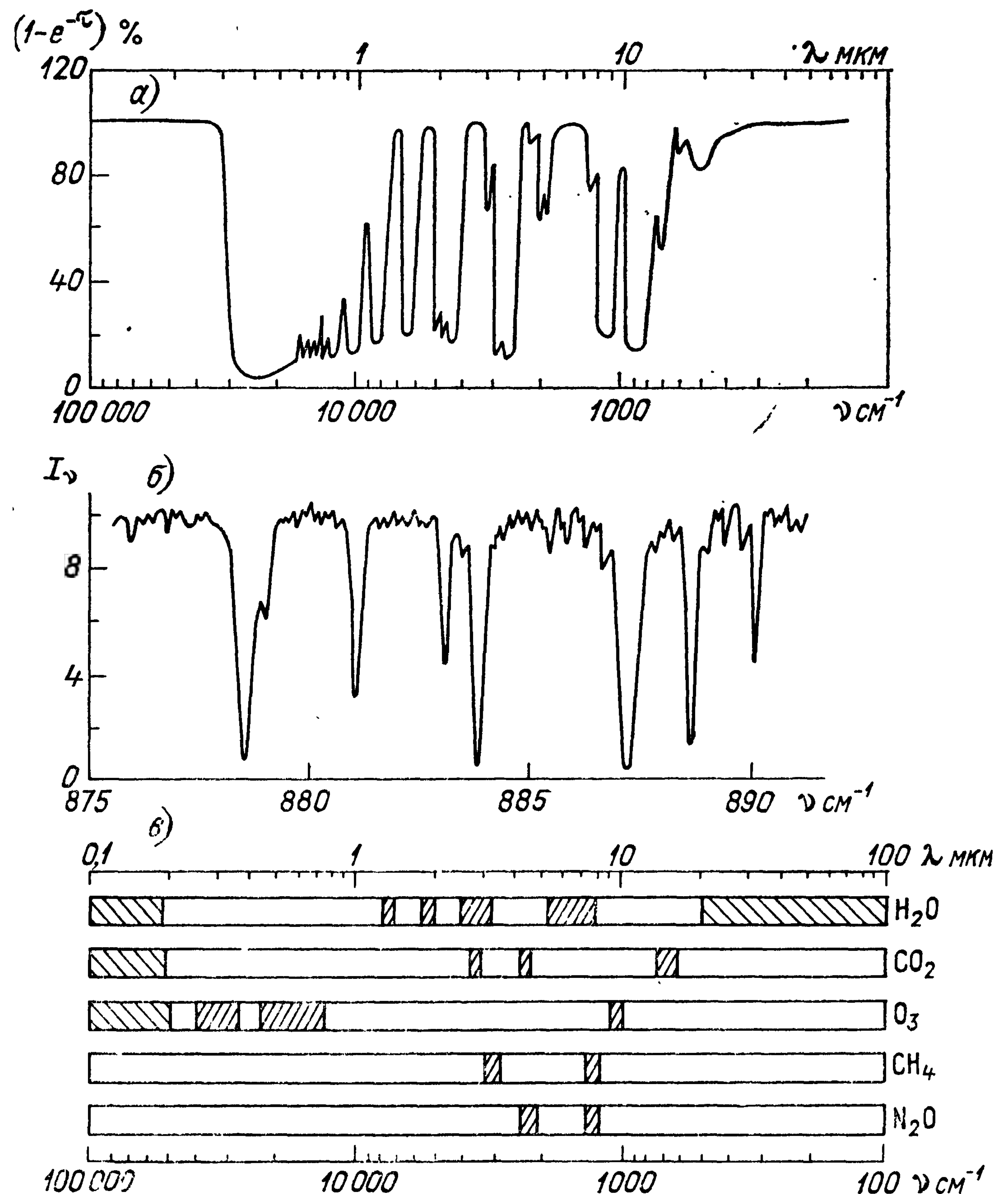


Рис. 24.4.1. Спектр пропускания (поглощения) атмосферы для излучения с $\lambda = 0{,}1\ldots 100$ мкм (*а*), фрагмент спектра пропускания (*б*) и положение основных полос поглощения (*в*).

В промежуточной области давления контур спектральной линии описывается функцией Фойгта [68].

Спектр поглощения атмосферного воздуха. В видимом и ультрафиолетовом диапазонах основная роль в формировании спектра поглощения воздуха принадлежит азоту, кислороду и озону. Основными атмосферными газами, поглощающими в ИК-диапазоне, являются водяной пар и углекислый газ. Существенную роль в формировании спектра поглощения атмосферного воздуха в области около $\nu \approx \approx 1000$ см$^{-1}$ играет озон. Остальные молекулярные компоненты атмосферы (окислы азота, метан, двуокись серы и т. п.) из-за малых концентраций не оказывают столь заметного влияния на ослабление ИК-радиации; исключение составляют участки, соответствующие наиболее интенсивным полосам поглощения (см. п. 24.8.3). В качестве примера на рис. 24.4.1 *а* приведен спектр пропускания атмосферы из [22], на котором схематически указаны основные полосы поглощения атмосферных газов. На рис. 24.4.1 *б* приведен фрагмент спектра солнечного излучения, зарегистрированный с разрешением 0,1 см$^{-1}$ на высоте 1600 м над уровнем моря (США) [80]. Тонкая структура этого спектра образована группой интенсивных линий вращательной полосы водяного пара и слабыми линиями, относящимися к молекулам HNO_3. На рис. 24.4.1 *в* приведена диаграмма, которая показывает положение спектральных интервалов, занятых основными полосами поглощения атмосферных газов. В видимом и ультрафиолетовом диапазонах значения длин волн приводятся, как правило, в нанометрах. Основные полосы поглощения электронных спектров молекул называют обычно по

фамилиям исследовавших их авторов. Для инфракрасного диапазона наиболее простым обозначением колебательно-вращательных полос является указание длины волны их центров.

Основные колебательно-вращательные полосы H_2O имеют сложную вращательную структуру и перекрывают в спектре широкие интервалы с центром около 1670 и 3700 см$^{-1}$. Эти полосы обусловливают практически полное поглощение атмосферной солнечной радиации в указанных диапазонах. Кроме того, водяному пару принадлежит система менее интенсивных обертонных и составных полос, заметно поглощающих инфракрасное излучение в диапазоне от 2000 до 10 000 см$^{-1}$. В области $\nu \leqslant 800$ см$^{-1}$ расположен чисто вращательный спектр водяного пара, простирающийся вплоть до микроволновой области. Электронный спектр водяного пара наблюдается в области длин волн менее 190 нм и представляет собой сочетание континуумов и большого числа полос с ионизационным пределом вблизи 100 нм [22, 94].

Основные колебательно-вращательные полосы углекислого газа имеют регулярную вращательную структуру и расположены в области частот около 673 и 2349 см$^{-1}$. Кроме того, в спектре поглощения наблюдается большое число составных и обертонных полос, из которых наиболее интенсивной является полоса с центром около 3700 см$^{-1}$. Длинноволновая граница электронного спектра поглощения CO_2 расположена вблизи 190 нм. С уменьшением длины волны сечение поглощения быстро увеличивается ($\sigma_п \sim 6\cdot10^{-21}$ см^2 при $\lambda \approx \approx 175$ нм), достигая значения $6\cdot10^{-19}$ см^2 при $\lambda \approx 147{,}5$ нм. В области $\lambda < 130$ нм углекислый газ имеет несколько полос с более высоким сечением поглощения.

Спектр поглощения озона содержит чисто вращательную полосу в микроволновой области и систему колебательно-вращательных полос, из которых наиболее интенсивными и важными для атмосферной оптики являются перекрывающиеся полосы вблизи частоты 1080 см$^{-1}$. В электронном спектре поглощения озона выделяют участки 450—750 нм (полосы Шаппюи с максимальным сечением поглощения $\sim 4\cdot10^{-21}$ см^2) и 240—360 нм (полосы Хартли—Хеггинса с выраженной структурой и максимальным сечением $\sim 10^{-17}$ см^2) [52]. В более коротковолновом диапазоне сечение поглощения уменьшается до $2\cdot10^{-19}$ см^2 при $\lambda = 200$, а затем возрастает, достигая $8\cdot10^{-19}$ см^2 при $\lambda \approx 175$ нм [94].

Длинноволновая граница электронного спектра поглощения азота (N_2) наблюдается около $\lambda = 145$ нм. С этой длины волны начинается система полос, простирающаяся вплоть до ~ 110 нм, с максимальным сечением поглощения $\sim 10^{-20}$ см^2. В более высокочастотной области ($\lambda < 80$ нм) наблюдается группа полос Уорли с сечением поглощения, достигающим 10^{-17}—10^{-18} см^2.

В электронном спектре поглощения молекулярного кислорода наблюдаются две полосы, начинающиеся вблизи длин волн 1280 и 760 нм («инфракрасная» и «красная» полосы O_2). Спектр поглощения в ультрафиолетовой области включает полосы и континуум Герцберга (260—230 нм), а также систему полос Шумана—Рунге (170—210 нм), налагающуюся на интенсивный континуум с коротковолновой границей около 130 нм. Полосы Шумана—Рунге имеют хорошо выраженную тонкую структуру, что приводит к существенной зависимости сечения поглощения от длины волны (величина $\sigma_п$ может меняться на несколько порядков в интервале $\sim 0{,}01$ нм) [52]. Более подробные сведения о структуре спектров поглощения атмосферных газов можно найти в работах [20—22, 52, 80, 94].

24.4.3. Методы расчета молекулярного поглощения в атмосфере

Методики прямого расчета молекулярного поглощения на атмосферных трассах в ИК-области спектра основаны на применении формул (24.4.1)—(24.4.7). Необходимая информация о параметрах спектральных линий сведена в специальных атласах, из которых наиболее известен атлас Маклатчи [78]. Этот атлас содержит данные о линиях поглощения атмосферных газов в диапазоне длин волн 20—10 000 см$^{-1}$. Содержащаяся в нем информация периодически уточняется на основе проводимых научных исследований. Так, в версии 1982 г. приведены параметры линий поглощения 28 присутствующих в атмосфере газов. Существуют программные средства [82, 90], предназначенные для расчета коэффициентов поглощения и пропускания на различных атмосферных трассах.

При расчете молекулярного поглощения в области окна прозрачности 8—12 мкм необходимо учитывать особенность, связанную с континуумом водяного пара. Его природа до конца еще не ясна, однако наиболее обоснованным является предположение о связи континуума с образованием молекулярных комплексов в водяном паре. Для расчета континуального поглощения в работе [4] предложено соотношение, полученное на основе экспериментальных исследований:

$$k^{к}_{\nu H_2O} = c_\nu \left[k_1 a T^b \left(1 + \alpha_p p\right) + k_2 a^2 \exp\left(HT^{-1}\right)\right], \qquad (24.4.7)$$

где $c_\nu = b_1 + b_2 \exp(-b_3\nu)$, a — абсолютная влажность (г/м^3), $k_1 = 0{,}22\cdot10^{-6}$ м^3/(г·км·К), $k_2 = 0{,}82\cdot10^{-6}$ м^6/(г^2·км), $b = 1{,}5$, $\alpha_p = 1{,}95$ атм$^{-1}$, $H = 2066$ К, $b_1 = 0{,}56$, $b_2 = 769{,}2$, $b_3 = 79{,}1\cdot10^{-4}$ см.

Прямые методы расчета молекулярного поглощения находят все более широкое применение на практике, что связано, в частности, с развитием вычислительной техники. Для расчетов функций пропускания в широких спектральных интервалах (при оценках теплового баланса и мощности уходящего излучения) применяются более оперативные методы, основанные на численном моделировании пропускания в колебательно-вращательных полосах. Достаточно подробное описание этих методов можно найти в [22]. При расчетах поглощения атмосферой видимого и ультрафиолетового излучения используется несколько методов, что обусловлено сложной структурой спектров, наличием участков с интенсивным континуальным поглощением, отсутствием подробных сведений о тонкой структуре электронных полос. Первый метод — это непосредственное использование полученных экспериментально зависимостей сечения (коэффициента) поглощения от длины волны, заданных в графической или табличной форме [94]. В отдельных спектральных интервалах величины k_ν аппроксимируются аналитическими выражениями (например, $k_{\nu i} = a_i \exp[b_i(\nu - c_i)]$), включающими подгоночные параметры. Аналогичные способы используются для задания температурной зависимости коэффициента поглощения.

При наличии подробных сведений о тонкой структуре спектра в каком-либо диапазоне длин волн для описания коэффициента поглощения можно использовать соотношение (24.4.3). Континуальное поглощение задается в этом случае экспоненциальными или степенными функциями. Для расчетов селективного поглощения создаются банки данных, включающие экспериментально полученные параметры линий поглощения (например, в области полос Шумана—Рунге молекулярного кислорода) [52].

24.5. МОЛЕКУЛЯРНОЕ РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Молекулярное рассеяние (МР) — это рассеяние излучения молекулами вещества (см. п. 24.5.1) оптическими неоднородностями, обусловленными флуктуациями давления, температуры, анизотропии и концентрации молекул (см. п. 24.5.2), а также рассеяние, вызванное неупругим взаимодействием излучения с молекулами (см. п. 24.5.3).

24.5.1. Молекулярное рэлеевское рассеяние (МРР)

Название этому виду рассеяния дано по имени Рэлея, который впервые объяснил цвет чистого неба молекулярным рассеянием [101, 102]. Молекулы вещества, обладающие электрическими зарядами, под действием электромагнитного излучения поляризуются, и в них возникает дипольный момент, величина которого осциллирует синхронно с частотой облучающего излучения. Колеблющийся диполь генерирует рассеянную волну.

МРР характеризуется объемным коэффициентом углового (или направленного) рассеяния или индикатрисой рассеяния. Полностью все характеристики поля рассеянного излучения описываются параметрами Стокса (см. п. 24.1) и матрицей рассеяния (см. п. 24.1.1).

Объемный коэффициент молекулярного рассеяния $\beta_м$ (км$^{-1}$) определяется выражением

$$\beta_м = \sigma_м N, \qquad (24.5.1)$$

где $\sigma_м$ — сечение молекулярного рассеяния, N — число молекул в единице объема.

Для изотропной молекулы газа сечение рассеяние $\sigma_м$ (см^2) описывается соотношением

$$\sigma_м = \frac{24\pi^3}{N^2\lambda^4}\left[\frac{n^2-1}{n^2+2}\right], \qquad (24.5.2)$$

где n — коэффициент преломления газа (см. [51, 100]).

В действительности молекулы газа обладают некоторой анизотропией, поэтому с учетом анизотропии получена формула [15, 51]

$$\beta_м = \sigma_м N\,\frac{6+3\delta}{6-7\delta}, \qquad (24.5.3)$$

где δ — фактор деполяризации рассеянного излучения (для воздуха $\delta = 0{,}035$).

Значения n, $\sigma_м$ и $\beta_м$ для воздуха затабулированы; их можно найти в [51, 99]. Например, для стандартных условий при $\lambda = 0{,}55$ мкм $\beta_м = 11{,}62\cdot10^{-3}$ км$^{-1}$. Это нижний предел $\beta_м$ для стандартной атмосферы при $\lambda = 0{,}55$ мкм.

Объемный коэффициент углового рассеяния $\beta_м(\theta)$ (см$^{-1}$ср$^{-1}$) — это отношение мощности излучения, рассеянного единичным объемом среды в единичный телесный угол в направлении угла θ, к интенсивности падающего излучения I_0 (Вт/см^2):

$$\beta_м(\theta) = \sigma_м(\theta)\,N, \qquad (24.5.4)$$

где $\sigma_м(\theta)$ — сечение углового рассеяния, которое зависит от поляризации излучения относительно плоскости рассеяния. Если направление колебаний электрического вектора $\mathbf{E}_0$ перпендикулярно плоскости рассеяния, то

$$\sigma_{м\perp} = \frac{9\pi^2}{N^2\lambda^4}\left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2, \qquad (24.5.5)$$

т. е. значения $\sigma_{м\perp}$ от угла θ не зависят.

Если направление колебаний электрического вектора $\mathbf{E}_0$ параллельно плоскости рассеяния, то

$$\sigma_{м\parallel} = \frac{9\pi^2}{N^2\lambda^4}\left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2\cos^2\theta. \qquad (24.5.6)$$

Неполяризованное излучение можно представить в виде суммы двух компонент с интенсивностью $I = 1/2(I_\perp + I_\parallel)$ Тогда

$$\sigma_м(\theta) = \frac{9\pi^2}{N^2\lambda^4}\left(\frac{n_2-1}{n^2+2}\right)(1+\cos^2\theta). \qquad (24.5.7)$$

Следует отметить, что если среда оптически однородна, то излучение, рассеянное соседними объемами среды, оказывается когерентным. В этом случае волны, испускаемые равными объемами, расположенными на расстоянии $l = \frac{\lambda}{2}\sin\theta$ один от другого, погасят друг друга вследствие интерференции (при любом угле $\theta\neq0$), и рассеяния наблюдаться не будет. Однако реальные среды всегда оптически неоднородны. (Рассеяние света на флуктуациях оптической неоднородности см. п. 24.5.3).

Величина $\beta_м(\theta)$ зависит от плотности среды. Некоторые значения $\beta_м(\theta)$ для стандартного воздуха приводятся в [51].

Матрица молекулярного рэлеевского рассеяния для параметров Стокса $\mathbf{S} = (I,\ Q,\ U,\ V)$ (см. п. 24.1.2) без учета анизотропии имеет вид [64]

$$\mathbf{M}(\theta) = \frac{3}{4}\begin{vmatrix} 1+\cos^2\theta & -\sin^2\theta & 0 & 0 \\ -\sin^2\theta & 1+\cos^2\theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\cos\theta \end{vmatrix}, \qquad (24.5.8)$$

откуда получаем выражения для индикатрисы рассеяния для неполяризованного падающего излучения $S_0 = (I,\ 0,\ 0,\ 0,)$:

$$f_м(\theta) = M_{11}(\theta) = \frac{3}{4}(1+\cos^2\theta), \qquad (24.5.9)$$

и степени поляризации рассеянного излучения:

$$P_м(\theta) = \frac{\sin^2\theta}{1+\cos^2\theta}. \qquad (24.5.10)$$

Для воздуха с учетом анизотропии молекул имеем

$$f_м(\theta) = 0{,}7629\,(1+0{,}9324\cos^2\theta). \qquad (24.5.11)$$

Некоторые значения $f_м(\theta)$ для стандартной атмосферы приводятся в [51].

На рис. 24.5.1 показаны диаграммы молекулярного рассеяния поляризованного и неполяризованного излучения в одной плоскости рассеяния. Знаки $\perp$ и $\parallel$ введены для обозначения диаграммы рассеяния для перпендикулярной и параллельной составляющих. При всех углах θ, кроме 0 и 180°, рассеянный свет имеет частичную поляризацию.

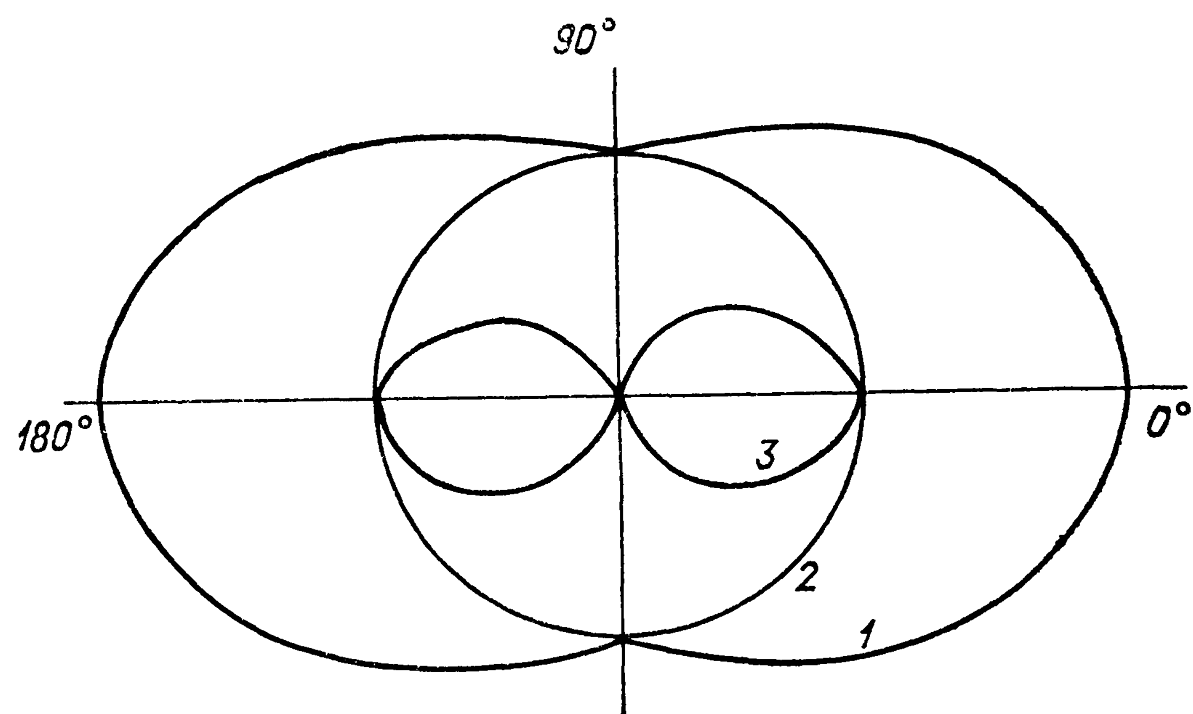


Рис. 24.5.1. Индикатрисы молекулярного рэлеевского неполяризованного излучения (*1*) и для перпендикулярно (*2*) и параллельно (*3*) поляризованных составляющих.

Если бы в атмосфере имело место только молекулярное рассеяние, то излучение, рассеянное под углом 90° от направления Солнце—Земля, было бы почти полностью поляризованным.

24.5.2. Рассеяние света на флуктуациях плотности и анизотропии

В результате теплового движения молекул в среде возникают флуктуации плотности и анизотропии, которые приводят к флуктуациям диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_0 \equiv n^2$. Интенсивность рассеянного света на оптических неоднородностях флуктуационного происхождения определяется выражением [49]

$$I = I_0\,\frac{\pi^2 V}{2\lambda^4 L^2}\,V^*(\Delta\bar{\varepsilon}_0)^2(1+\cos^2\theta), \qquad (24.5.12)$$

где V^* и V — объем флуктуаций и объем частиц, L — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения.

Флуктуации $\Delta\varepsilon_0$ могут быть вызваны флуктуациями давления (адиабатические флуктуации), энтропии (изобарические флуктуации) либо концентрации растворенного вещества или анизотропии молекул. Скорость распространения этих флуктуаций определяется скоростью упругого возмущения, коэффициентом температуропроводности и коэффициентом диффузии соответственно. Поэтому при рассеянии на флуктуациях плотности происходит изменение во времени амплитуды и фазы рассеянного света, а следовательно, и его спектрального состава. Наряду с излучением I_c основной частоты, совпадающей с частотой падающего излучения, в рассеянном свете могут появиться смещенные частоты.

Рассеяние на изобарических флуктуациях плотности и *флуктуациях концентрации* дает в рассеянном излучении спектральные линии с центром ν_0, совпадающим с частотой падающего излучения, и с полушириной, равной $(4\pi^2/\lambda^2)\chi$ и $(4\pi^2/\lambda^2)D$ соответственно (где χ — коэффициент температуропроводности, D — коэффициент взаимной диффузии). Интенсивность линии, обусловленной флуктуациями концентрации, существенно выше. Особенно она велика при критической температуре (*критическая апалесценция*).

Рассеяние на адиабатических флуктуациях дает две смещенные частоты: $\nu_0\pm\Delta\nu$. Это *рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (РМБ)*. Для газов $\Delta\nu$ очень мало и может быть зарегистрировано только приборами с высоким разрешением.

Соотношение интенсивностей компонент рассеянного излучения имеет вид

$$I_c/I_{РМБ} \approx c_p/c_v - 1. \qquad (24.5.13)$$

Например, для воды $c_p/c_v \approx 1$, и центральная линия в спектре рассеянного излучения отсутствует.

Спектр излучения, рассеянного на *флуктуациях анизотропии* представляет собой довольно широкую полосу с максимумом на частоте ν_0. Этот спектр называется *крылом линии Рэлея.*

24.5.3. Неупругое рассеяние излучения молекулами

Комбинационное рассеяние (КР), или эффект Рамана,— это неупругое столкновение фотона с молекулой, находящейся на начальном энергетическом уровне, в результате которого появляется фотон с меньшей энергией. В рассеянном излучении появляются добавочные линии-спутники с частотами $\nu_c = \nu_0 - \Delta\nu$ (стоксова частота) и $\nu_a = \nu_0 + \Delta\nu$ (антистоксова частота). Интервал $\Delta\nu$ соответствует внутренней энергии молекул, которая может быть энергией колебательного, вращательного или электронного возбуждения. Сечение КР обычно меньше сечения рэлеевского молекулярного рассеяния на три порядка. (Вынужденное комбинационное рассеяние — см. п. 24.11.4.)

Резонансное комбинационное рассеяние (РКР) возникает в том случае, когда значение ν_0 близко к собственной резонансной частоте атома или молекулы. Сечение РКР на 3—6 порядков больше, чем сечение КР.

Резонансная флуоресценция — спонтанное испускание фотона возбужденными атомом или молекулой при переходах на первоначальный или другие лежащие ниже уровни. Этот процесс испускания дает дискретный спектр. Однако вследствие соударений атомов и молекул они перераспределяются по другим возбужденным уровням, что приводит к широкополосной флуоресценции, имеющей почти непрерывный спектр.

Резонансное рассеяние — процесс испускания фотонов с частотой, близкой или равной ν_0.

24.6. ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦАМИ

24.6.1. Основные параметры

Поглощение и рассеяние излучения частицами определяются следующими параметрами: размером частицы относительно длины волны λ падающего излучения (x), показателем преломления вещества частицы (m), формой и состоянием их поверхности [15].

Относительный размер частицы, называемый также параметром Ми или параметром дифракции, определяется выражением

$$x = 2\pi r/\lambda = kr, \qquad (24.6.1)$$

где k — волновое число, r — радиус частицы.

Поскольку в атмосфере могут присутствовать различные частицы, диапазон значений параметра x может быть очень широк: от $x \ll 1$ до $x \gg 1$.

Показатель преломления — это отношение скорости электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости в среде. В общем случае показатель преломления вещества — комплексная величина:

$$m = n - i\varkappa, \qquad (24.6.2)$$

где $n^2 + \varkappa^2 = \varepsilon_0$, $2n\varkappa = 4\pi\sigma/\omega_0$, ε_0 — диэлектрическая постоянная, σ — электропроводность, ω_0 — круговая частота падающего излучения.

Действительная часть n определяет фазовый сдвиг излучения, прошедшего через вещество, а мнимая часть $\varkappa$ — уменьшение амплитуды прошедшей волны из-за поглощения.

Коэффициент поглощения вещества γ_0 (см$^{-1}$) выражается через $\varkappa$ следующим образом:

$$\gamma_0 = 4\pi\varkappa/\lambda. \qquad (24.6.3)$$

Значения m для воды при некоторых λ приведены в табл. 24.6.1 и в [16, 22], для льда — в [32, 104, 107].

Сложнее обстоит дело с выбором значений m для той фракции частиц, которая носит название «атмосферный аэрозоль», поскольку зависит от его химического состава и, как правило, изменяется в зависимости от относительной влажности воздуха. Значения m для составляющих атмосферного аэрозоля можно найти в [32, 39, 45].

Таблица 24.6.1

Значения m для воды [89]

λ мкм	m	λ мкм	m
$T = 24$ °C		$T = 0$ °C	
0,7	$1{,}32-0{,}0i$	2	$2{,}5604-0{,}8947i$
3,5	$1{,}423-0{,}0093i$	5	$3{,}1918-1{,}7657i$
12	$1{,}111-0{,}199i$	10	$4{,}2214-2{,}5259i$
17	$1{,}376-0{,}429i$	20	$5{,}8368-3{,}0046i$
28	$1{,}549-0{,}338i$	33	$7{,}1755-2{,}8642i$
40	$1{,}519-0{,}385i$		
60	$1{,}703-0{,}587i$		
100	$2{,}06-0{,}551i$		
140	$2{,}07-0{,}470i$		
200	$2{,}08-0{,}509i$		
337	$2{,}20-0{,}600i$		
500	$2{,}22-0{,}740i$		
700	$2{,}32-0{,}890i$		
1000	$2{,}50-1{,}09i$		

Форма частиц. В отличие от характеристик сферических частиц, оптические характеристики несферических частиц, помимо параметров m и x, зависят также от их геометрической формы и ориентации относительно падающего излучения и плоскости колебания электрического вектора в падающем линейно-поляризованном излучении. Однако в связи с отсутствием решений задачи для частиц любой формы, все атмосферные частицы за исключением ледяных кристаллов в первом приближении принято считать сферическими частицами.

Ледяные кристаллы аппроксимируют пластинками, круглыми цилиндрами, эллипсоидами или гексагональными призмами (см. [11] и п. 24.6.4).

Частицы, поверхность которых не является гладкой, называются *«белыми»*. Отражение излучения от таких поверхностей является диффузным. Большинство «белых» поверхностей подчиняется закону Ламберта, согласно которому, яркость белой поверхности одинакова независимо от направления освещения. (Рассеяние белым шаром — см. п. 24.6.2.)

24.6.2. Поглощение и рассеяние излучения отдельными сферическими частицами

Взаимодействие излучения со сферическими частицами строго и полностью описывается теорией рассеяния Ми [15]. Поле рассеянного излучения определяется через две скалярные компоненты A_1 и A_2 амплитуды электрического вектора, соответственно перпендикулярную и параллельную плоскости рассеяния. Выражения для амплитуд A_1 и A_2 записываются через амплитудные коэффициенты Ми a_n и b_n, зависящие от x и m, и через угловые коэффициенты π_n и τ_n. Амплитуды A_1 и A_2 являются суммой бесконечных рядов (n — индекс суммирования) [7, 15, 25]:

$$A_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(a_n\pi_n(\cos\theta) + b_n\tau_n(\cos\theta)\right),$$

$$A_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(b_n\pi_n(\cos\theta) + a_n\tau_n(\cos\theta)\right), \qquad (24.6.4)$$

где

$$a_n = \frac{\psi_n(x)\,\psi_n'(mx) - m\psi_n'(x)\,\psi_n(mx)}{\xi_n(x)\,\psi_n'(mx) - m\xi_n'(x)\,\psi_n(mx)},$$

$$b_n = \frac{m\psi_n'(mx)\,\psi_n(x) - \psi_n'(x)\,\psi_n(mx)}{m\psi_n'(mx)\,\xi_n(x) - \xi_n'(x)\,\psi_n(mx)},$$

ψ_n, ξ_n и ψ_n', ξ_n' — функции Рикатти—Бесселя и их производные по аргументу, стоящему в скобках.

С помощью этих параметров Ми можно выразить все характеристики поглощения и рассеяния излучения сферическими частицами любых размеров x и с любыми m.

Таблица 24.6.2

№	Область рассеяния	Условия применимости	Факторы эффективности	Индикатриса рассеяния $f(\theta)$
1	Рэлеевское рассеяние	$x \ll 1$, $\|m-1\|$ — произв., $2x\|m-1\| \ll 1$	$K_р = 8/3\ x^2 \|(m^2-1)/(m^2+2)\|^2$, $K_п = -4x\ \mathrm{Im}\ ((m^2-1)/(m^2+2))$	$\frac{3}{4}(1+\cos^2\theta)$
1.2		$\|m-1\| \to 0$	$K_р = 32/27x^2\|m-1\|^2$, $K_п = -8/3x\ \mathrm{Im}\ (m-1)$	
2	Рассеяние Рэлея—Ганса	При $\varkappa = 0$ x — произв., $\|m-1\| \ll 1$, $2x\|m-1\| \ll 1$	$K_о = 32/27\ (n-1)^2 x^4$, $K_р = \|m^2-1\|^2\ \varphi(x)$, $K_п = -8/3x\ \mathrm{Im}\ (m-1)$	$\frac{3}{4}(1+\cos^2\theta)\ G^2(u)$
2.3		$x \gg 1,\ \varkappa = 0$	$K_о = 2(n-1)^2 x^2$	
3	Аномальная дифракция	$x \gg 1$, $\|m-1\| \ll 1$		Рассчитывается по теории Ми
		1) $\rho_\lambda = 2x(n-1) \ll 1$	$K_р = \rho_\lambda^2/2\ (1+\mathrm{tg}^2\beta)$, $K_п = 4/3\rho_\lambda\ \mathrm{tg}\ \beta - \rho_\lambda^2\ \mathrm{tg}^2\ \beta$	
		2) $\rho_\lambda > 1$	$K_п = 1 + \exp(-4x\varkappa)(4x\varkappa - 1)/8x^2\varkappa^2$, $K_о = 2-4\exp(-\rho_\lambda\ \mathrm{tg}\ \beta)\ y\ [\sin(o_\lambda - \beta) -$ $- y\cos(\rho_\lambda - 2\beta)] + 4y^2\cos 2\beta$	
		При $\varkappa = 0,\ n \leqslant 2$	$K_о = K_р \approx 2 - 4/\beta_\lambda \sin\rho_\lambda + 4/\rho_\lambda^2(1-$ $-\cos\rho_\lambda)$	
3.4		При $\rho_\lambda \gg 1$	$K_о \approx 2$	
4	Геометрическая оптика	$x \gg 1$, $\|m-1\|$ — произв., $\rho_\lambda \gg 1$ При $2x\varkappa \leqslant 0{,}1$ При $x \to \infty$	$K_о \approx 2$ $K_п \approx 8/3x\varkappa/n\ [n^3 - (n^2-1)^{3/2}]$, $K_р \to 1 + K_{отр},\ K_п \to 1 - K_{отр}$	$\frac{1}{2}\left[\frac{G(\theta)}{2} + x^2(1+\right.$ $+\cos\theta)^2 \times$ $\left.\times \frac{I_1^2(x\sin\theta)}{(x\sin\theta)^2}\right]$

Примечание. $\varphi(x) = \frac{5}{2}x^2 - \frac{\sin 4x}{4x} - \frac{7}{16x^2}(1-\cos 4x) + \left(\frac{1}{2x^2} - 2\right)\left[0{,}577 + \ln 4x + \int_x^\infty \frac{\cos 4x}{4x}\, d(4x)\right]$, $u = 2x\sin\frac{\theta}{2}$, $G(u) = \sqrt{\frac{9\pi^2}{2u^3}}\ I_{3/2}(u)$, $I_{3/2}$ и I_1 — функции Бесселя порядка 3/2 и 1; $G(\theta)$ — часть индикатрисы, рассчитываемая по законам геометрической оптики; $K_{отр} = 2\int_0^{\pi/2} R(\theta_i,\ m)\cos\theta_i \sin\theta_i d\theta_i$ — фактор эффективности отражения; R — отражательная способность, рассчитываемая по формулам Френеля; θ_i — угол падения излучения на частицу.

Сечения поглощения $\sigma_п$, *рассеяния* $\sigma_р$ и *ослабления* $\sigma_о$ излучения частицами определяются выражениями

$$\sigma_{п,\,р} = K_{п,\,р}(m,\ x)\,S_г,$$
$$\sigma_о = K_о(m,\ x)\,S_г, \qquad (24.6.5)$$

где $K_п$, $K_р$, $K_о$ — *факторы эффективности поглощения, рассеяния* и *ослабления*. Для сферических частиц они могут быть рассчитаны по теории Ми:

$$K_р(m,\ x) = \frac{2}{x^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2),$$

$$K_о(m,\ x) = \frac{2}{x^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\,\mathrm{Re}\,(a_n + b_n). \qquad (24.6.6)$$

В некоторых диапазонах x и m возможно проведение расчетов факторов эффективности по приближенным выражениям. В табл. 24.6.2 приводятся эти выражения для четырех областей x, m и трех промежуточных случаев (см. в табл. 24.6.2 п. 1.2, 2.3, 3.4). Таблицы значений факторов эффективности для отдельных сферических частиц при некоторых m и λ можно найти в [31, 95].

На рис. 24.6.1 показана зависимость $K_о(x)$ для непоглощающих сфер. При $x \to \infty$ для всех m значение $K_о \to 2$. Приведенные кривые сглажены. В действительности на кривых $K_о(x)$ при малых $\varkappa$ имеются острые нерегулярно расположенные всплески, называемые «рябью», которые проявляются при расчетах с таким малые шагом, как $\Delta x \approx 10^{-4} \ldots 10^{-7}$. По своей природе рябь — явление оптического резонанса, физическое объяснение которому дается в [15]. Рябь проявляется как на кривой $K_р(x)$, так и на кривой $K_п(x)$ (рис. 24.6.2). В случае полидисперсных систем рябь не проявляется.

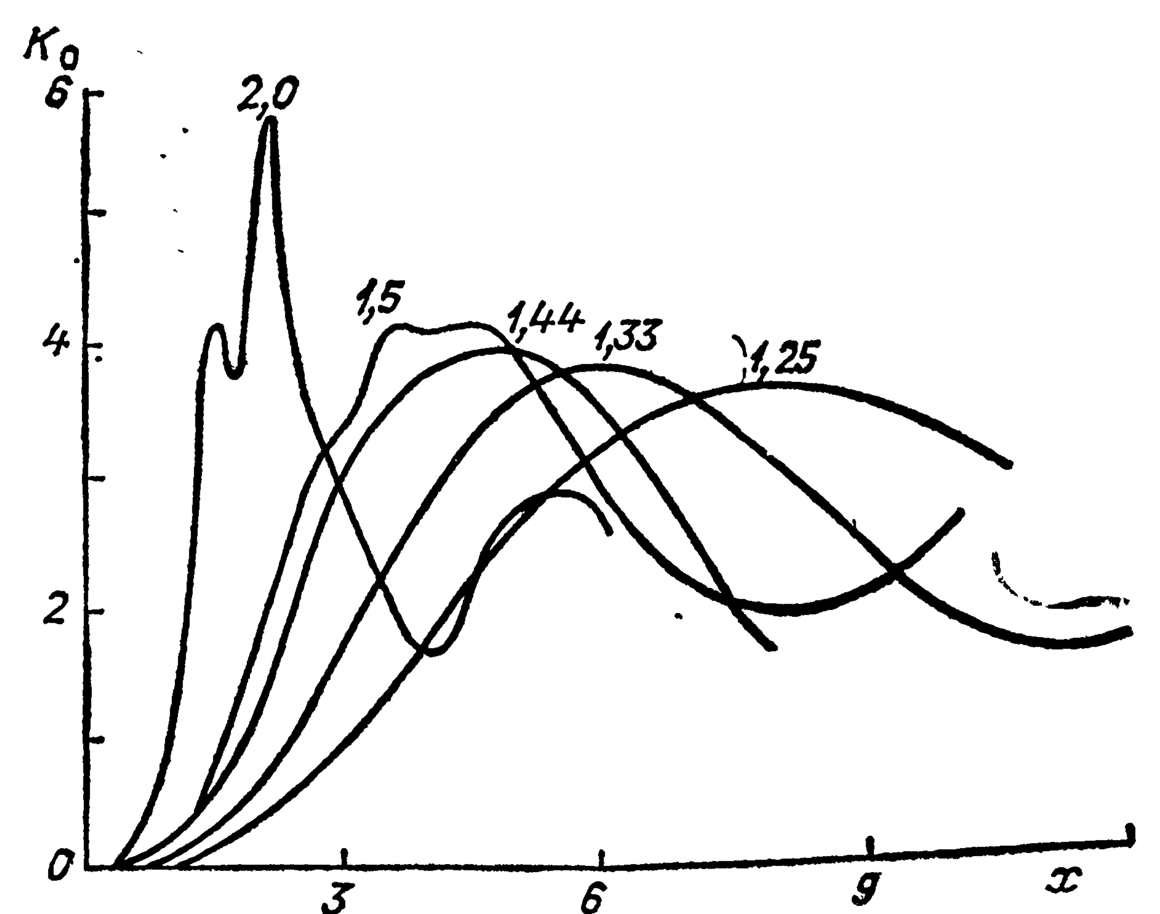


Рис. 24.6.1. Зависимость фактора эффективности ослабления $K_о$ от параметра x для непоглощающих сферических частиц.

Цифры у кривых — значения n.

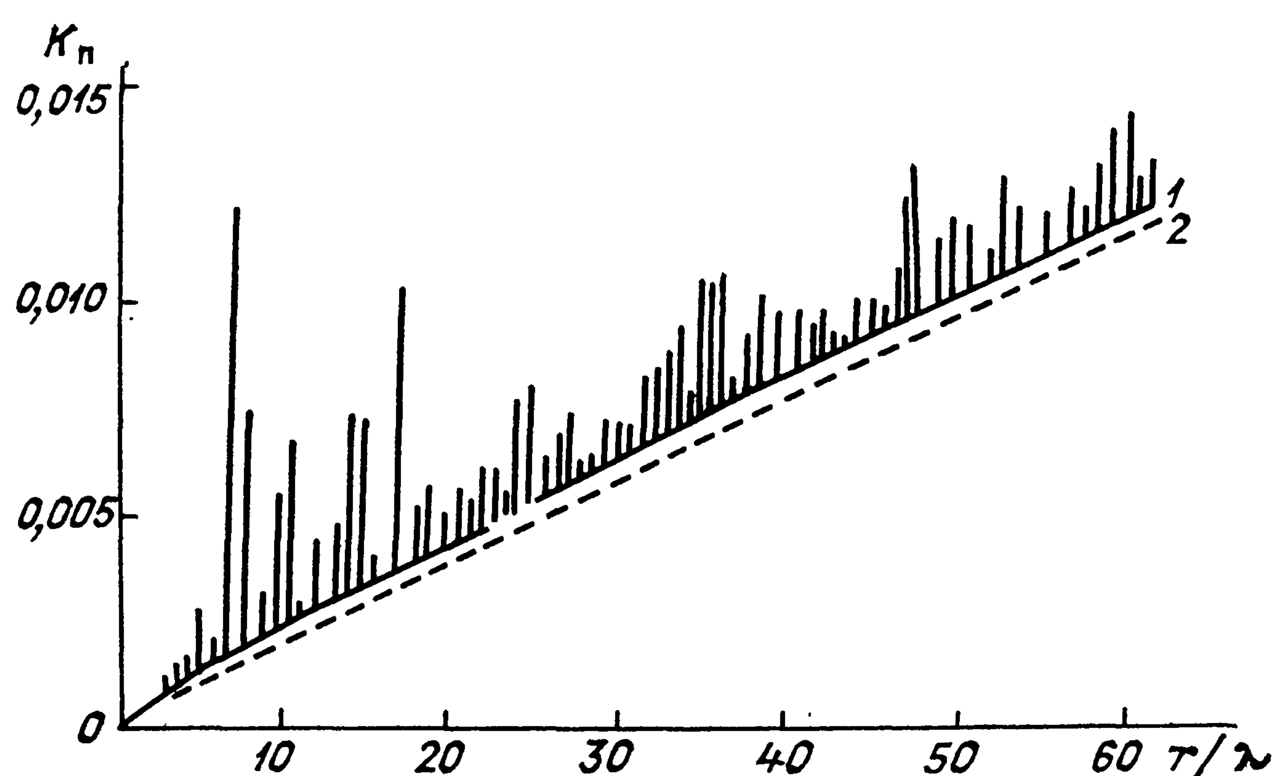


Рис. 24.6.2. Фактор эффективности поглощения $K_п$ излучения с $\lambda=1,2$ мкм водяными каплями радиусом r.

1 — точный расчет; *2* — расчет по приближенной формуле (см. табл. 24.6.2, область рассеяния 4).

Матрица рассеяния для однородной сферической частицы (см. п. 24.1) $\mathbf{M}(\theta)$ при $0<\theta<\pi$ имеет вид [15]

$$\mathbf{M}(\theta)=\begin{vmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 & 0 \\ M_{12} & M_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} & M_{34} \\ 0 & 0 & -M_{34} & M_{33} \end{vmatrix};$$

$$\mathbf{M}(\pi)=\begin{vmatrix} M_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -M_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -M_{11} \end{vmatrix}, \qquad (24.6.7)$$

где θ — угол рассеяния.

Элементы M_{ij} строго определяются через комплексные амплитуды A_1 и A_2 [15]:

$$M_{11}=\frac{1}{2}\left(A_1A_1^*+A_2A_2^*\right),$$

$$M_{12}=\frac{1}{2}\left(A_2A_2^*-A_1A_1^*\right),$$

$$M_{33}=\frac{1}{2}\left(A_1A_2^*+A_2A_1^*\right),$$

$$M_{34}=\frac{1}{2}\left(A_1A_2^*-A_2A_1^*\right), \qquad (24.6.8)$$

где звездочкой обозначены комплексные сопряженные амплитуды.

В [25] выражения для M_{ij} приведены к виду, удобному для расчетов на ЭВМ. В работах [31, 72, 92] опубликованы таблицы значений матрицы рассеяния для частиц разного размера. Нормированная индикатриса рассеяния неполяризованного излучения определяется как $f(\theta)=M_{11}(\theta)$.

Для некоторых частных случаев получены приближенные выражения для $f(\theta)$ (см. табл. 24.6.2).

Изменение $f(\theta)$ при увеличении размера частиц показано на рис. 24.6.3.

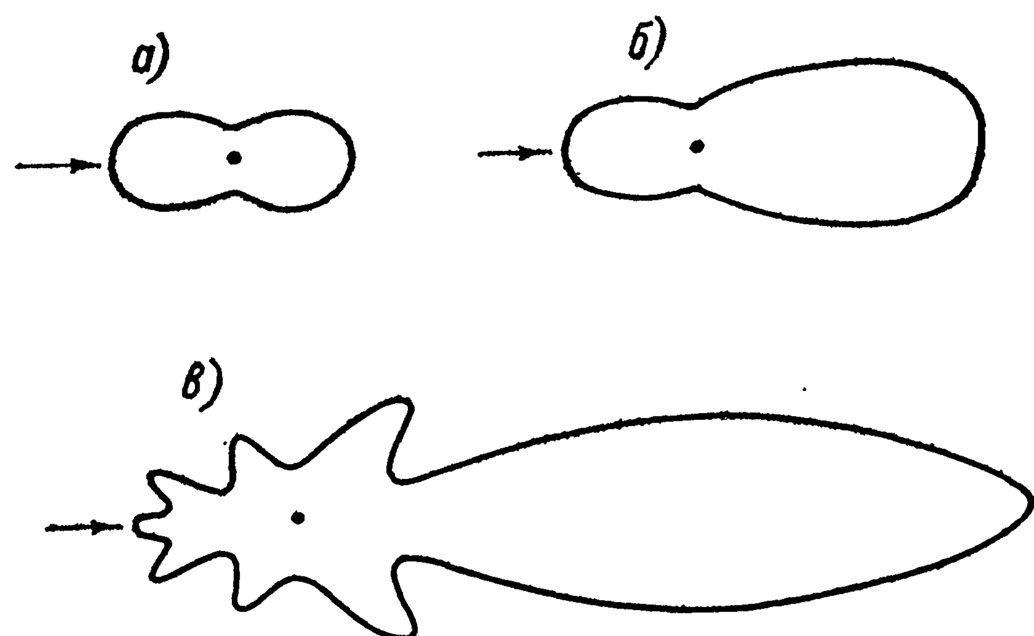


Рис. 24.6.3. Индикатрисы рассеяния излучения частицами различного размера.

а) $r\approx\lambda/10$, *б)* $r\approx\lambda/4$, *в)* $r>\lambda$.

Рассеяние «белым» шаром отличается от рассеяния гладким шаром вследствие отличия углового распределения отраженного излучения. Интенсивность отраженного света на расстоянии l от частицы описывается в [15] выражением

$$I(\theta)=\frac{I_0S_г}{4\pi l^2}\,\kappa(\theta), \qquad (24.6.9)$$

где I_0 — интенсивность падающего излучения, $S_г$ — геометрическое сечение шара, $\kappa(\theta)$ — коэффициент:

$$\kappa(\theta)=\frac{8}{3\pi}\,(\sin\theta-\theta\cos\theta), \qquad (24.6.10)$$

причем $\kappa(0)=0$; $\kappa(\pi)=2,667$. Индикатриса отраженного излучения имеет максимум в направлении π (т. е. назад). Этим объясняется, почему Луна в полнолуние ($\theta=\pi$) более яркая, чем в новолуние.

24.6.3. Поглощение и рассеяние излучения системой частиц

Поглощение и рассеяние излучения системой частиц определяется:

1) их химическим составом, т. е. значениями $m(\lambda)$;
2) функциями распределения по размерам частиц каждого рода $f_i(r)$;
3) концентрацией частиц каждого рода N_i (см$^{-3}$);
4) формой частиц.

Для частиц каждого типа (т. е. имеющих одинаковые значения $m(\lambda)$) *объемные коэффициенты поглощения, рассеяния* и *ослабления* определяются [25] выражениями

$$\gamma_A(\lambda)=N\int_0^\infty \sigma_п(m,\ \lambda,\ x)\,f(r)\,dr,$$

$$\beta_A(\lambda)=N\int_0^\infty \sigma_р(m,\ \lambda,\ x)\,f(r)\,dr,$$

$$\alpha_A(\lambda)=N\int_0^\infty \sigma_о(m,\ \lambda,\ x)\,f(r)\,dr, \qquad (24.6.11)$$

где $f(r)$ — нормированная функция распределения частиц по размерам, $\sigma_п$, $\sigma_р$ и $\sigma_о$ — сечения поглощения, рассеяния и ослабления (см. п. 24.6.1).

Матрица рассеяния $\mathbf{A}(\theta)$ системы сферических частиц одного рода для параметров Стокса (I, Q, U, V) имеет вид (24.6.7) с элементами

$$A_{ij}(\theta)=\int_0^\infty M_{ij}(r,\ \theta)\,f(r)\,dr, \qquad (24.6.12)$$

где M_{ij} для каждого радиуса r и m определяются выражениями (24.6.8).

Общие значения γ, β, α и $A_{ij}(\theta)$ для всей системы частиц получают, суммируя эти величины для частиц с разными $m(\lambda)$.

24.7. ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Атмосферными частицами (аэрозолями) называют взвешенные в воздухе частицы разного происхождения, среди которых различают следующие:

1) атмосферный аэрозоль — частицы, присутствующие в безоблачной атмосфере (см. главу 25);
2) частицы облаков и туманов — капли воды и кристаллы льда;
3) частицы твердых и жидких осадков — гидрометеоры.

Оптические характеристики этих частиц различаются вследствие различия основных параметров — m и $f(r)$.

24.7.1. Поглощение и рассеяние атмосферным аэрозолем

Атмосферный аэрозоль — самая изменчивая фракция в атмосфере, оптические свойства которой трудно предсказать. В 1983 г. на встрече экспертов по Международной научной программе «Климат» были рекомендованы несколько оптических моделей аэрозоля, частицы которого считаются сферическими (табл. 24.7.1). На рис. 24.7.1 приводятся также

Таблица 24.7.1

Оптические характеристики

Континентальная модель

N=1,7198E +06 см$^{-3}$, V=634,6 мкм^3/см^3

λ мкм	α_A км$^{-1}$	β_A км$^{-1}$	γ_A км$^{-1}$	Альбедо	Фактор асим.
0,200	2,43E 00	1,59E 00	8,39E —01	0,655	0,726
0,250	2,11E 00	1,64E 00	4,76E —01	0,775	0,688
0,300	1,83E 00	1,62E 00	2,13E —01	8,884	0,659
0,337	1,65E 00	1,49E 00	1,63E —01	0,902	0,651
0,400	1,40E 00	1,27E 00	1,40E —01	0,901	0,646
0,488	1,14E 00	1,03E 00	1,16E —01	0,898	0,640
0,515	1,08E 00	9,67E —01	1,11E —01	0,897	0,638
0,550	1,00E 00	8,91E —01	1,09E —01	0,891	0,637
0,633	8,49E —01	7,54E —01	9,51E —02	0,883	0,633
0,694	7,60E —01	6,69E —01	9,17E —02	0,879	0,631
0,860	5,77E —01	4,86E —01	9,17E —02	0,841	0,633
1,060	4,48E —01	3,60E —01	8,79E —02	0,804	0,631
1,300	3,43E —01	2,65E —01	7,76E —02	0,774	0,637
1,536	2,83E —01	2,12E —01	7,06E —02	0,750	0,645
1,800	2,13E —01	1,60E —01	5,26E —02	0,753	0,680
2,000	1,70E —01	1,33E —01	3,69E —02	0,783	0,718
2,250	1,51E —01	1,15E —01	3,61E —02	0,761	0,741
2,500	1,35E —01	1,01E —01	3,44E —02	0,746	0,764
2,700	1,53E —01	8,37E —02	6,91E —02	0,548	0,790
3,000	1,18E —01	7,97E —02	3,87E —02	0,673	0,794
3,200	1,11E —01	8,51E —02	2,62E —02	0,764	0,784
3,392	1,09E —01	8,17E —02	2,71E —02	0,751	0,779
3,500	1,08E —01	8,45E —02	2,39E —02	0,779	0,768
3,750	1,03E —01	8,05E —02	2,20E —02	0,785	0,779
4,000	9,81E —02	7,60E —02	2,21E —02	0,775	0,790
4,500	9,44E —02	6,94E —02	2,50E —02	0,735	0,804
5,000	8,65E —02	6,30E —02	2,35E —02	0,728	0,821
5,500	7,97H —02	5,38E —02	2,60E —02	0,674	0,844
6,000	6,53E —02	3,53E —02	3,00E —02	0,540	0,871
6,200	6,34E —02	3,26E —02	3,08E —02	0,514	0,868
6,500	6,15E —02	2,96E —02	3,19E —02	0,482	0,862
7,200	9,60E —02	4,96E —02	4,64E —02	0,517	0,807
7,900	6,33E —02	2,61E —02	3,72E —02	0,413	0,918
8,200	7,12E —02	1,88E —02	5,24E —02	0,264	0,930
8,500	1,15E —01	3,47E —02	7,99E —02	0,303	0,856
8,700	1,12E —01	4,76E —02	6,40E —02	0,427	0,738
9,000	1,26E —01	5,37E —02	7,24E —02	0,426	0,679
9,200	1,36E —01	5,05E —02	8,57E —02	0,371	0,696
9,500	1,08E —01	4,82E —02	5,95E —02	0,447	0,712
9,800	9,81E —02	4,75E —02	5,06E —02	0,484	0,713
10,000	9,69E —02	4,70E —02	4,98E —02	0,486	0,713
10,591	8,84E —02	4,59E —02	4,24E —02	0,520	0,734
11,000	8,44E —02	4,67E —02	3,77E —02	0,553	0,729
11,500	8,13E —02	4,54E —02	3,79E —02	0,558	0,737
12,500	7,52E —02	4,19E —02	3,34E —02	0,556	0,759
13,000	7,17E —02	3,81E —02	3,35E —02	0,532	0,775
14,000	7,41E —02	4,08E —02	3,33E —02	0,551	0,751
14,800	7,83E —02	4,00E —02	3,85E —02	0,511	0,783
15,000	9,03E —02	3,98E —02	5,04E —02	0,441	0,737
16,400	7,90E —02	3,99E —02	3,90E —02	0,506	0,717
17,200	8,07E —02	4,06E —02	4,01E —02	0,503	0,700
18,000	7,60E —02	3,83E —02	3,75E —02	0,507	0,702
18,500	7,52E —02	3,75E —02	3,77E —02	0,498	0,703
20,000	7,46E —02	3,19E —02	4,27E —02	0,427	0,702
21,300	7,63E —02	3,13E —02	4,51E —02	0,410	0,681
22,500	7,86E —02	3,32E —02	4,54E —02	0,423	0,650
25,000	7,87E —02	3,41E —02	4,47E —02	0,433	0,623
27,900	7,33E —02	2,85E —02	4,48E —02	0,389	0,636
30,000	6,99E —02	2,41E —02	4,58E —02	0,345	0,641
35,000	6,90E —02	2,29E —02	4,61E —02	0,332	0,602
40‘000	7,09E —02	2,31E —02	4,77E —02	0,326	0,551

Городская (индустриальная) модель

N=1,8196E 06 см$^{-3}$, V=202,1 мкм^3/см^3

λ мкм	α_A км$^{-1}$	β_A км$^{-1}$	γ_A км$^{-1}$	Альбедо	Фактор асим.
0,200	2,52E 00	1,35E 00	1,17E 00	0,535	0,690
0,250	2,29E 00	1,36E 00	9,30E —01	0,593	0,645
0,300	2,00E 00	1,31E 00	6,87E —01	0,657	0,614
0,337	1,78E 00	1,19E 00	5,99E —01	0,665	0,606
0,400	1,48E 00	9,76E —01	5,02E —01	0,660	0,600
0,488	1,17E 00	7,62E —01	4,04E —01	0,654	0,593
0,515	1,09E 00	7,11E —01	3,82E —01	0,651	0,592
0,550	1,00E 00	6,47E —01	3,53E —01	0,647	0,591
0,633	8,29E —01	5,32E —01	2,97E —01	0,641	0,587
0,694	7,33E —01	4,62E —01	2,71E —01	0,631	0,585
0,860	5,42E —01	3,19E —01	2,23E —01	0,588	0,583
1,060	4,10E —01	2,22E —01	1,88E —01	0,542	0,577
1,300	3,05E —01	1,51E —01	1,51E —01	0,494	0,572
1,536	2,43E —01	1,11E —01	1,33E —01	0,455	0,565
1,800	1,81E —01	7,31E —02	1,08E —01	0,403	0,574
2,000	1,44E —01	5,41E —02	9,03E —02	0,375	0,585
2,250	1,24E —01	4,26E —02	8,18E —02	0,342	0,585
2,500	1,09E —01	3,43E —02	7,50E —02	0,314	0,586
2,700	1,17E —01	2,47E —02	9,26E —02	0,211	0,590
3,000	9,19E —02	2,31E —02	6,89E —02	0,251	0,588
3,200	7,95E —02	2,23E —02	5,72E —02	0,281	0,589
3,392	7,41E —02	2,01E —02	5,40E —02	0,271	0,589
3,500	7,22E —02	2,04E —02	5,18E —02	0,283	0,582
3,750	6,59E —02	1,81E —02	4,78E —02	0,274	0,587
4,000	6,12E —02	1,61E —02	4,51E —02	0,262	0,593
4,500	5,54E —02	1,29E —02	4,25E —02	0,233	0,605
5,000	4,80E —02	1,04E —02	3,76E —02	0,217	0,624
5,500	4,39E —02	8,25E —03	3,57E —02	0,188	0,644
6,000	3,94E —02	5,55E —03	3,39E —02	0,141	0,647
6,200	3,89E —02	5,32E —03	3,36E —02	0,137	0,634
6,500	3,81E —02	5,03E —03	3,31E —02	0,132	0,617
7,200	4,28E —02	5,37E —03	3,75E —02	0,125	0,688
7,900	3,58E —02	2,36E —03	3,35E —02	0,066	0,839
8,200	4,16E —02	1,53E —03	4,01E —02	0,037	0,898
8,500	5,85E —02	3,35E —03	5,51E —02	0,057	0,750
8,700	5,18E —02	9,10E —03	4,27E —02	0,176	0,484
9,000	5,41E —02	9,53E —03	4,46E —02	0,176	0,462
9,200	6,03E —02	7,63E —03	5,27E —02	0,126	0,489
9,500	4,09E —02	6,51E —03	3,44E —02	0,159	0,548
9,800	3,41E —02	6,05E —03	2,80E —02	0,178	0,566
10,000	3,30E —02	5,69E —03	2,73E —02	0,173	0,578
10,591	2,92E —02	5,13E —03	2,40E —02	0,176	0,612
11,000	2,62E —02	4,94E —03	2,13E —02	0,188	0,624
11,500	2,48E —02	4,54E —03	2,02E —02	0,183	0,645
12,500	2,30E —02	3,93E —03	1,90E —02	0,171	0,682
13,000	2,22E —02	3,57E —03	1,86E —02	0,161	0,696
14,000	2,23E —02	3,56E —03	1,88E —02	0,159	0,700
14,800	2,40E —02	3,32E —03	2,07E —02	0,138	0,708
15,000	3,20E —02	3,28E —03	2,88E —02	0,102	0,708
16,400	2,42E —02	3,48E —03	2,07E —02	0,144	0,667
17,200	2,49E —02	3,71E —03	2,12E —02	0,149	0,634
18,000	2,18E —02	3,42E —03	1,84E —02	0,157	0,646
18,500	2,15E —02	3,22E —03	1,83E —02	0,150	0,659
20,000	2,05E —02	2,84E —03	1,77E —02	0,138	0,643
21,300	2,03E —02	2,70E —03	1,76E —02	0,133	0,636
22,500	2,02E —02	2,79E —03	1,74E —02	0,138	0,618
25,000	2,06E —02	2,76E —03	1,78E —02	0,134	0,604
27,900	1,91E —02	2,29E —03	1,68E —02	0,120	0,619
30,000	1,82E —02	1,93E —03	1,63E —02	0,106	0,626
35,000	1,77E —02	1,82E —03	1,59E —02	0,103	0,591
40,000	1,84E —02	1,82E —03	1,66E —02	0,099	0,544

Морская модель

N=4,7648E 05 см$^{-3}$, V=1086 мкм^3/см^3

λ мкм	α_A км$^{-1}$	β_A км$^{-1}$	γ_A км$^{-1}$	Альбедо	Фактор асим.
0,200	1,33E —00	1,12E 00	2,12E —01	0,841	0,774
0,250	1,24E 00	1,14E 00	1,02E —01	0,918	0,758
0,300	1,18E 00	1,15E 00	2,87E —02	0,976	0,745
0,337	1,14E 00	1,12E 00	1,64E —02	0,986	0,742
0,400	1,08E 00	1,07E 00	1,35E —02	0,987	0,744
0,488	1,03E 00	1,02E 00	1,07E —03	0,990	0,746
0,515	1,01E 00	9,99E —01	1,01E —03	0,990	0,746
0,550	1,00E 00	9,89E —01	1,11E —02	0,989	0,743
0,633	9,64E —01	9,55E —01	9,34E —03	0,990	0,748
0,694	9,48E —01	9,38E —01	9,66E —03	0,990	0,750
0,860	9,10E —01	8,97E —01	1,23E —02	0,986	0,754
1,060	8,77E —01	8,63E —01	1,44E —02	0,984	0,760
1,300	8,40E —01	8,26E —01	1,41E —02	0,983	0,764
1,536	8,08E —01	7,93E —01	1,44E —02	0,982	0,771
1,800	7,62E —01	7,51E —01	1,04E —02	0,986	0,779
2,000	7,28E —01	7,14E —01	1,38E —02	0,981	0,784
2,250	6,86E —01	6,75E —01	1,07E —02	0,984	0,792
2,500	6,29E —01	6,07E —01	2,14E —02	0,966	0,810
2,700	5,32E —01	4,38E —01	9,38E —02	0,824	0,859

λ мкм	α_A км$^{-1}$	β_A км$^{-1}$	γ_A км$^{-1}$	Альбедо	Фактор асим.
3,000	6,57E —01	3,27E —01	3,31E —01	0,497	0,818
3,200	6,76E —01	4,57E —01	2,19E —01	0,676	0,771
3,392	6,43E —01	5,64E —01	7,91E —02	0,877	0,744
3,500	6,22E —01	5,81E —01	4,10E —02	0,934	0,741
3,750	5,78E —01	5,61E —01	1,67E —02	0,971	0,747
4,000	5,45E —01	5,26E —01	1,94E —02	0,964	0,752
4,500	4,91E —01	4,49E —01	4,21E —02	0,914	0,762
5,000	4,41E —01	4,04E —01	3,62E —02	0,918	0,764
5,500	3,72E —01	3,41E —01	3,17E —02	0,915	0,778
6,000	3,44E —01	1,97E —01	1,47E —01	0,573	0,801
6,200	4,30E —01	2,87E —01	1,43E —01	0,667	0,748
6,500	3,59E —01	2,86E —01	7,30E —02	0,797	0,757
7,200	2,99E —01	2,39E —01	5,97E —02	0,801	0,764
7,900	2,56E —01	1,97E —01	5,86E —02	0,771	0,767
8,200	2,49E —01	1,85E —01	6,41E —02	0,743	0,765
8,500	2,57E —01	1,83E —01	7,36E —02	0,713	0,756
8,700	2,70E —01	1,99E —01	7,12E —02	0,736	0,735
9,000	2,66E —01	1,94E —01	7,16E —02	0,731	0,729
9,200	2,51E —01	1,77E —01	7,41E —02	0,705	0,736
9,500	2,23E —01	1,60E —01	6,33E —02	0,716	0,742
9,800	2,04E —01	1,43E —01	6,09E —02	0,701	0,745
10,000	1,91E —01	1,30E —01	6,11E —02	0,680	0,749
10,591	1,61E —01	9,38E —02	6,77E —02	0,581	0,757
11,000	1,54E —01	7,16E —02	8,28E —02	0,464	0,757
11,500	1,60E —01	5,61E —02	1,04E —01	0,351	0,747
12,500	1,93E —01	4,59E —02	1,47E —01	0,237	0,709
13,000	2,09E —01	4,80E —02	1,61E —01	0,230	0,690
14,000	2,31E —01	5,40E —02	1,77E —01	0,234	0,658
14,800	2,39E —01	5,75E —02	1,82E —01	0,240	0,639
15,000	2,45E —01	5,90E —02	1,86E —01	0,240	0,634
16,400	2,53E —01	6,64E —02	1,87E —01	0,262	0,601
17,200	2,59E —01	7,45E —02	1,85E —01	0,287	0,581
18,000	2,54E —01	7,55E —02	1,78E —01	0,298	0,570
18,500	2,48E —01	7,42E —02	1,74E —01	0,299	0,565
20,000	2,29E —01	6,98E —02	1,59E —01	0,305	0,554
21,300	2,14E —01	6,46E —02	1,49E —01	0,302	0,545
22,500	2,03E —01	6,08E —02	1,42E —01	0,300	0,536
25,000	1,82E —01	5,32E —02	1,29E —01	0,292	0,519
27,900	1,65E —01	4,57E —02	1,19E —01	0,278	0,500
30,000	1,52E —01	4,05E —02	1,11E —01	0,267	0,489
35,000	1,41E —01	2,98E —02	1,11E —01	0,212	0,452
40,000	1,58E —01	2,51E —02	1,33E —01	0,159	0,392

Стратосферная и вулканическая модели, 75 %-ный H_2SO_4

$N = 9088$ см$^{-3}$, $V = 156{,}7$ мкм^3/см^3

0,200	1,49E 00	1,49E 00	2,05E —07	1,000	0,680
0,250	1,55E 00	1,55E 00	1,62E —07	1,000	0,693
0,300	1,55E 00	1,55E 00	1,26E —07	1,000	0,713
0,337	1,52E 00	1,52E 00	1,10E —07	1,000	0,725
0,400	1,38E 00	1,38E 00	8,77E —08	1,000	0,739
0,488	1,15E 00	1,15E 00	6,86E —08	1,000	0,736
0,515	1,09E 00	1,09E 00	6,43E —08	1,000	0,732
0,550	1,00E 00	1,00E 00	5,92E —08	1,000	0,726
0,633	8,22E —01	8,22E —01	7,29E —08	1,000	0,709
0,694	7,06E —01	7,06E —01	8,78E —08	1,000	0,694
0,860	4,69E —01	4,69E —01	5,93E —07	1,000	0,650
1,060	2,89E —01	2,89E —01	3,70E —06	1,000	0,592
1,300	1,64E —01	1,64E —01	1,85E —05	1,000	0,518
1,536	9,99E —02	9,97E —02	1,99E —04	0,998	0,447
1,800	5,88E —02	5,82E —02	6,44E —04	0,989	0,372
2,000	4,18E —02	4,06E —02	1,28E —03	0,969	0,322
2,250	2,73E —02	2,57E —02	1,57E —03	0,942	0,269
2,500	1,85E —02	1,56E —02	2,89E —03	0,844	0,223
2,700	1,33E —02	9,31E —03	4,03E —03	0,698	0,192
3,000	6,51E —02	6,32E —03	5,88E —02	0,097	0,158
3,200	8,27E —02	6,00E —03	7,67E —02	0,073	0,142
3,392	8,93E —02	6,27E —03	8,30E —02	0,070	0,130
3,500	8,54E —02	6,23E —03	7,92E —02	0,073	0,124
3,750	6,53E —02	5,10E —03	6,02E —02	0,078	0,111
4,000	5,79E —02	4,03E —03	5,39E —02	0,070	0,098
4,500	4,76E —02	2,42E —03	4,52E —02	0,051	0,078
5,000	4,28E —02	1,45E —03	4,13E —02	0,034	0,063
5,500	5,81E —02	1,03E —03	5,70E —02	0,018	0,052
6,000	5,37E —02	1,05E —03	5,26E —02	0,020	0,045
6,200	4,39E —02	8,78E —04	4,30E —02	0,020	0,043
6,500	3,34E —02	5,53E —04	3,28E —02	0,017	0,038
7,200	4,46E —02	1,93E —04	4,44E —02	0,004	0,029
7,900	1,19E —01	5,01E —04	1,18E —01	0,004	0,022

λ мкм	α_A км$^{-1}$	β_A км$^{-1}$	γ_A км$^{-1}$	Альбедо	Фактор асим.
8,200	1,47E —01	7,75E —04	1,46E —01	0,005	0,020
8,500	1,46E —01	9,54E —04	1,45E —01	0,007	0,020
8,700	1,27E —01	9,64E —04	1,26E —01	0,008	0,021
9,000	9,29E —02	7,20E —04	9,22E —02	0,008	0,021
9,200	8,78E —02	5,80E —04	8,72E —02	0,007	0,020
9,500	1,10E —01	7,07E —04	9,99E —02	0,007	0,019
9,800	7,32E —02	6,72E —04	7,26E —02	0,009	0,021
10,000	5,02E —02	4,86E —04	4,97E —02	0,010	0,021
10,591	4,07E —02	2,72E —04	4,04E —02	0,007	0,017
11,000	5,74E —02	2,62E —04	5,71E —02	0,005	0,015
11,500	3,57E —02	2,58E —04	3,55E —02	0,007	0,016
12,500	1,97E —02	1,27E —04	1,96E —02	0,006	0,012
13,000	1,94E —02	9,83E —05	1,93E —02	0,005	0,011
14,000	1,87E —02	6,56E —05	1,86E —02	0,004	0,009
14,800	1,89E —02	4,95E —05	1,89E —02	0,003	0,008
15,000	1,95E —02	4,50E —05	1,95E —02	0,002	0,008
16,400	3,67E —02	3,75E —05	3,66E —02	0,001	0,006
17,200	4,15E —02	5,37E —05	4,15E —02	0,001	0,006
18,000	2,33E —02	4,68E —05	2,32E —02	0,002	0,007
18,500	1,71E —02	3,78E —05	1,71E —02	0,002	0,006
20,000	1,35E —02	2,28E —05	1,34E —02	0,002	0,005
21,300	1,62E —02	1,73E —05	1,62E —02	0,001	0,004
22,500	1,53E —02	1,61E —05	1,53E —02	0,001	0,004
25,000	8,37E —03	1,07E —05	8,36E —03	0,001	0,003
27,900	6,80E —03	6,75E —06	6,80E —03	0,001	0,003
30,000	6,32E —03	5,05E —06	6,32E —03	0,001	0,002
35,000	5,80E —03	2,66E —06	5,80E —03	0,000	0,002
40,000	5,92E —03	1,56E —06	5,92E —03	0,000	0,001

Вулканическая модель, вулканический пепел

$N = 1{,}1093$E 04см$^{-3}$, $V = 167{,}5$ мкм^3/см^3

0,200	1,15E —00	7,01E —01	4,48E —01	0,610	0,827
0,250	1,18E 00	9,01E —01	2,82E —01	0,762	0,761
0,300	1,19E 00	1,08E 00	1,13E —01	0,905	0,715
0,337	1,18E 00	1,10E 00	8,90E —02	0,928	0,708
0,400	1,14E 00	1,07E 00	7,24E —02	0,936	0,705
0,488	1,06E 00	1,00E 00	5,96E —02	0,944	0,701
0,515	1,04E 00	9,80E —01	5,65E —02	0,945	0,700
0,550	1,00E 00	9,47E —01	5,27E —02	0,947	0,698
0,633	9,13E —01	8,68E —01	4,53E —02	0,950	0,693
0,694	8,49E —01	8,08E —01	4,08E —02	0,952	0,689
0,860	6,89E —01	6,57E —01	3,18E —02	0,954	0,675
1,060	5,30E —01	5,06E —01	2,45E —02	0,954	0,656
1,300	3,88E —01	3,69E —01	1,88E —02	0,952	0,630
1,536	2,80E —01	2,65E —01	1,49E —02	0,947	0,606
1,800	1,97E —01	1,85E —01	1,19E —02	0,939	0,577
2,000	1,46E —01	1,35E —01	1,02E —02	0,930	0,556
2,250	1,11E —01	1,02E —01	8,67E —03	0,922	0,526
2,500	8,63E —02	7,79E —02	8,43E —03	0,902	0,496
2,700	7,19E —02	6,34E —02	8,42E —03	0,883	0,473
3,000	6,08E —02	5,13E —02	9,40E —03	0,844	0,440
3,200	5,20E —02	4,26E —02	9,36E —03	0,820	0,420
3,392	4,50E —02	3,76E —02	7,43E —03	0,835	0,402
3,500	4,09E —02	3,44E —02	6,54E —03	0,840	0,392
3,750	3,40E —02	2,91E —02	4,88E —03	0,857	0,370
4,000	2,74E —02	2,39E —02	3,40E —03	0,873	0,349
4,500	2,09E —02	1,77E —02	3,19E —03	0,848	0,313
5,000	1,54E —02	1,20E —02	3,35E —03	0,783	0,277
5,500	1,26E —02	8,69E —03	3,96E —03	0,687	0,247
6,000	1,02E —02	5,70E —03	4,51E —03	0,558	0,217
6,200	9,92E —02	4,67E —03	5,25E —03	0,471	0,205
6,500	1,04E —02	3,78E —03	6,65E —03	0,362	0,191
7,200	1,36E —02	2,50E —03	1,11E —02	0,183	0,162
7,900	1,79E —02	1,36E —03	1,65E —02	0,076	0,135
8,200	2,28E —02	9,94E —06	2,18E —02	0,044	0,123
8,500	2,47E —02	2,57E —03	2,22E —02	0,104	0,137
8,700	2,92E —02	4,81E —03	2,44E —02	0,165	0,162
9,000	3,11E —02	6,02E —03	2,51E —02	0,194	0,176
9,200	3,23E —02	5,73E —03	2,66E —02	0,177	0,171
9,500	3,39E —02	5,18E —03	2,87E —02	0,153	0,163
9,800	3,45E —02	4,75E —03	2,98E —02	0,138	0,156
10,000	3,46E —02	4,49E —03	3,01E —02	0,130	0,152
10,591	3,18E —02	3,22E —03	2,86E —02	0,101	0,133
11,000	2,77E —02	2,60E —03	2,51E —02	0,094	0,123
11,500	2,47E —02	1,91E —03	2,28E —02	0,077	0,108
12,500	1,71E —02	8,97E —04	1,62E —02	0,052	0,080

λ мкм	α_A км⁻¹	β_A км⁻¹	γ_A км⁻¹	Альбедо	Фактор асим.
13,000	1,60E —02	7,07E —04	1,53E —02	0,044	0,073
14,000	1,49E —02	4,63E —04	1,45E —02	0,031	0,061
14,800	1,57E —02	3,33E —04	1,53E —02	0,021	0,053
15,000	1,67E —02	3,18E —04	1,64E —02	0,019	0,051
16,400	1,65E —02	2,82E —04	1,62E —02	0,017	0,046
17,200	1,73E —02	2,86E —04	1,71E —02	0,016	0,045
18,000	1,86E —02	3,05E —04	1,83E —02	0,016	0,045
18,500	1,77E —02	3,10E —04	1,74E —02	0,017	0,045
20,000	1,42E —02	2,61E —04	1,39E —02	0,018	0,043
21,300	1,08E —02	2,27E —04	1,05E —02	0,021	0,042
22,500	1,12E —02	1,98E —04	1,10E —02	0,018	0,039
25,000	1,05E —02	1,38E —04	1,04E —02	0,013	0,033
27,900	1,08E —02	8,39E —05	1,07E —02	0,008	0,025
30,000	1,13E —02	5,90E —05	1,12E —02	0,005	0,020
35,000	1,19E —02	3,05E —05	1,19E —02	0,003	0,013
40,000	1,33E —02	1,85E —05	1,33E —02	0,001	0,010

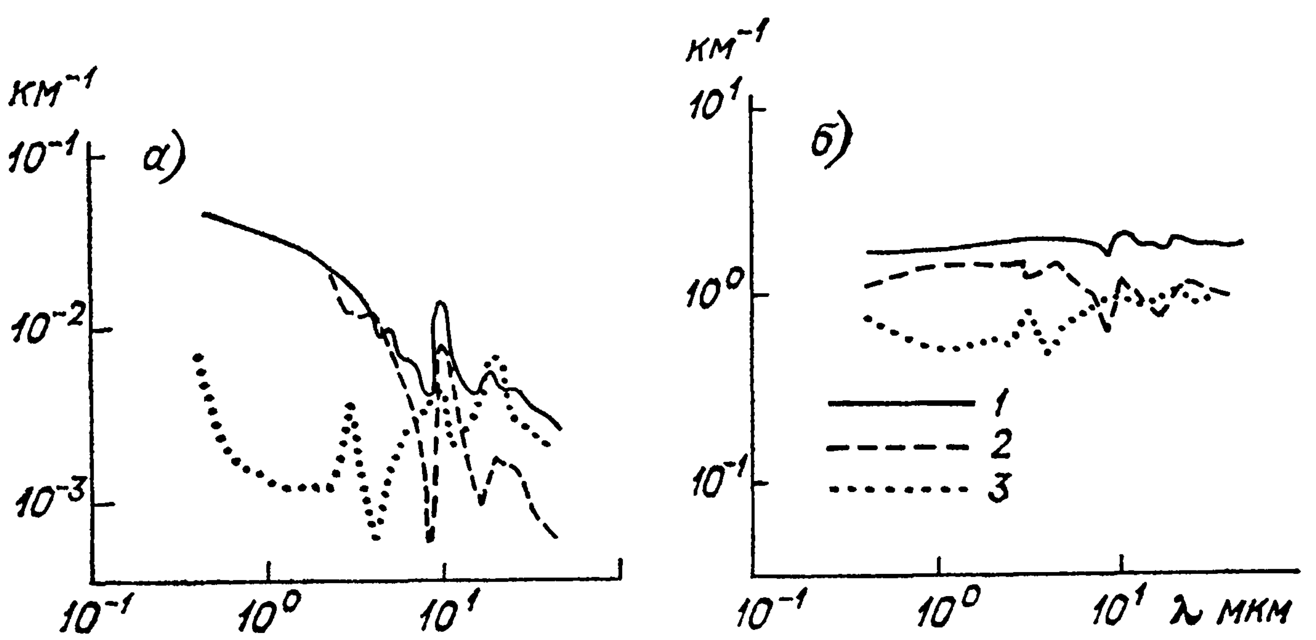


Рис. 24.7.1. Коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения излучения аэрозолем пустыни (*а*) и в пыльной буре (*б*) [105, 106].

1 — ослабление, *2* — рассеяние, *3* — поглощение.

значения α_A, β_A и γ_A для модели пустынного аэрозоля и пыльной бури [105]. Значения α_A, β_A и γ_A для некоторых других моделей можно найти в [45]. Приведенные значения нормированы на значение α (0,55 мкм) = 1 км⁻¹.

Следует учесть, что аэрозоль в конкретном районе и в конкретное время может отличаться от этих моделей, поэтому существенное значение имеет прямое измерение необходимых оптических характеристик.

Для определения оптической толщины аэрозольного слоя необходимо знать распределение $\alpha_A(\lambda)$ по трассе прохождения луча.

Обычно горизонтальные слои естественного аэрозоля считают однородными. Модель вертикального профиля α_A (0,55 мкм), рекомендованная в [108], приводится в табл. 24.7.2 (см. также табл. 24.7.1). Некоторые другие высотные профили α_A можно найти в [40, 43].

Матрица рассеяния атмосферного аэрозоля **A**(θ) для параметров (*I, Q, U, V*) (см. п. 24.1) имеет вид

$$\mathbf{A}(\theta) = \begin{vmatrix} A_{11} & A_{12} & 0 & 0 \\ A_{21} & A_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_{33} & A_{34} \\ 0 & 0 & A_{43} & A_{44} \end{vmatrix} \quad \text{при} \quad 0 < \theta < \pi. \qquad (24.7.1)$$

Значения элементов $f_{ij}(\theta) = A_{ij}(\theta)/A_{11}(\theta)$ по результатам измерений для λ = 0,55 мкм приводятся в [66], а для моделей — в [43]. Значения индикатрисы рассеяния для некоторых моделей можно найти в [45], а значения фактора асимметрии (см. п. 24.1) — в табл. 24.7.1.

Таблица 24.7.2

Профиль атмосферного аэрозоля

Профиль аэрозоля	z км	Модель аэрозоля	τ (0,55)	α (0,55) км⁻¹	Рекомендации
Городской	0—2	Городской/индустриальный	0,3	0,15	Для городского индустриального района
	2—12	Континентальный	0,025	0,0025	
Конт-1	0—2	„	0,1	0,05	Для сельского континентального района
	2—12	„	0,025	0,0025	
Морской-1	0—2	Морской	0,05	0,025	Для морского района
	2—12	Континентальный	0,025	0,0025	
Конт-2	0—6	„	1,5	$0{,}526e^{-z/3}$	Для континентальной пустыни при плотной дымке, но не буре
	6—12	„	0,015	0,0025	
Морской-2	0—2	Морской	0,05	0,025	Для дымки из пустынь над Атлантическим океаном
	2—6	Континентальный	3,0	0,75	
	6—12	„	0,015	0,0025	
Конвективный	0—4,382	„	0,217	$0{,}2e^{-z}$	Для условий конвекции
	4,382—12	„	0,019	0,0025	
Стратосферный аэрозоль	15—20	Стратосферный	$1{,}744\cdot10^{-3}$	$2{,}18\cdot10^{4}$ (20 км)	В слое 20—30 км — линейная интерполяция
	20—30	„	0,003	$3{,}32\cdot10^{5}$ (30 км)	
Вулканический стратосферный аэрозоль	12—20	$t \leqslant 1$ мес: вулк. (пепел) $t > 1$ мес: вулк. (75 % H_2SO_4)	0,0306	$3{,}83\cdot10^{-3}$	
	20—30	$t \leqslant 1$ год: вулк. (пепел)	0,15	$1{,}15\cdot10^{-2}$	
		1 год $< t \leqslant 5$ лет вулк. (75 % H_2SO_4)	0,05	$3{,}84\cdot10^{-3}$	
		5 лет $< t <$ 30 лет (75 % H_2SO_4)	0,05	$3{,}83\cdot10^{-3}$	
Аэрозоль верхней атмосферы	35			$2{,}45\cdot10^{-5}$	
	40			$8{,}00\cdot10^{-6}$	
	45			$4{,}02\cdot10^{-6}$	
	50			$2{,}10\cdot10^{-6}$	
	70			$1{,}60\cdot10^{-7}$	
	100			$9{,}3\cdot10^{-10}$	

Примечание. *t* — период после извержения.

24.7.2. Поглощение и рассеяние излучения в облаках, туманах, дымках

Поглощение и рассеяние излучения

Поглощение и рассеяние излучения в облаках, туманах и дымках определяется их фазовым состоянием, концентрацией частиц, спектром размеров $f(r)$ и значениями показателя преломления воды и льда $m(\lambda)$ (см. п. 24.6.1).

Объемные коэффициенты поглощения γ_A, рассеяния β_A и ослабления α_A определяются выражениями (24.6.11).

Капельные облака, туманы, дымки. На рис. 24.7.2 показаны зависимости $\alpha_A(\lambda)$ и $\beta_A(\lambda)$ для трех моделей капельных облаков и двух моделей дымки, рассчитанных при $N = 100$ см$^{-3}$ [25]. Для сравнения показан также объемный коэффициент молекулярного рассеяния $\beta_м(\lambda) \sim \lambda^4$ (см. п. 24.5).

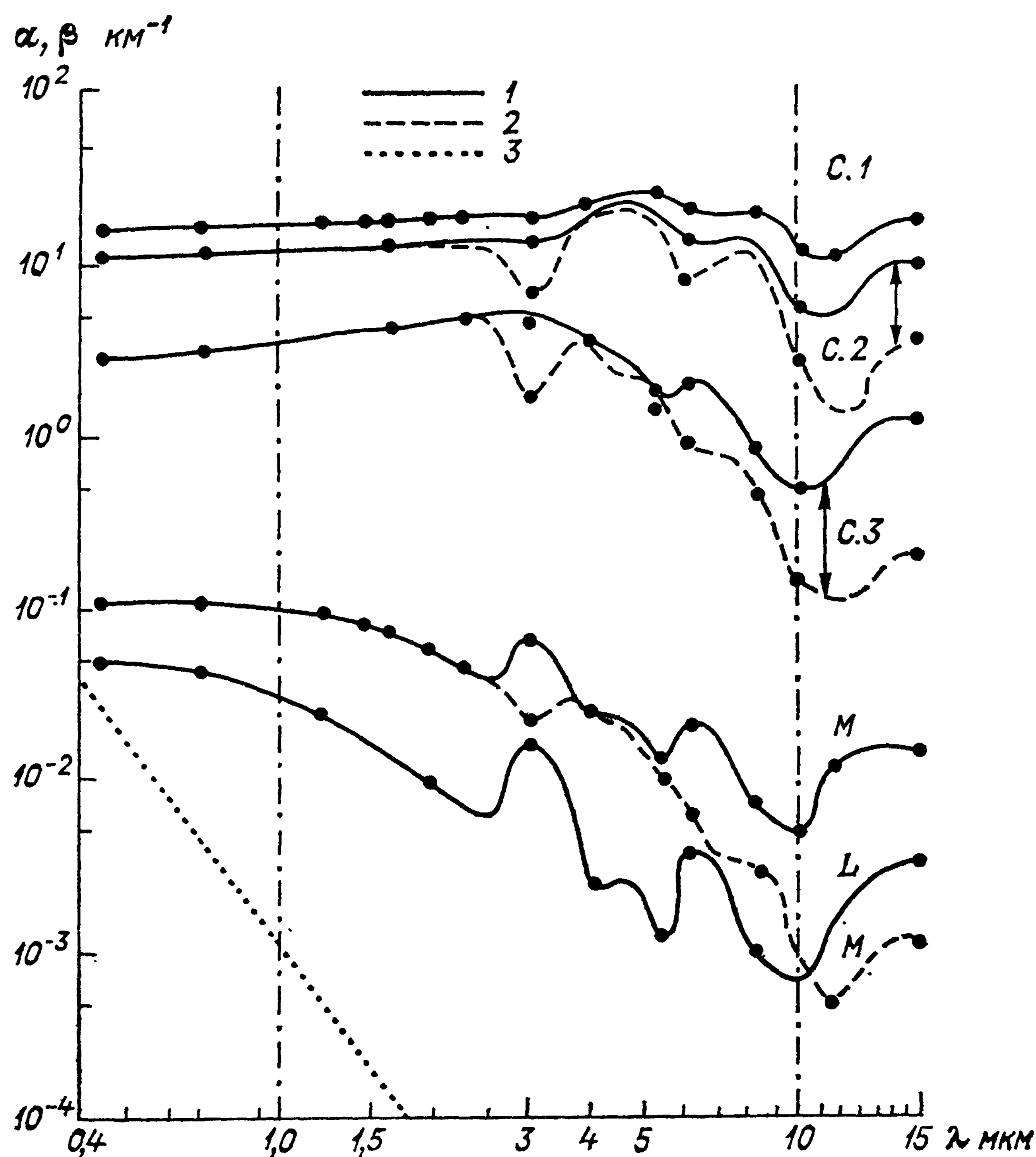


Рис. 24.7.2. Коэффициенты ослабления (1) и рассеяния (2) излучения капельными дымками и облаками, а также коэффициент молекулярного рассеяния (3).

	М (дымка)	L (дымка)	С.1 (облако)	С.2 (облако)	С.3 (облако)
$r_м$	0,05	0,07	4	4	2
V см³	$4{,}948\cdot10^{-11}$	$1{,}167\cdot10^{-11}$	$6{,}255\cdot10^{-8}$	$3{,}016\cdot10^{-8}$	$3{,}77\cdot10^{-9}$

$r_м$ — модальный радиус частиц, V — общий объем частиц в 1 см³.

Различие кривых α_A и β_A при $\lambda > 2$ мкм вызвано поглощением водой ($\lambda_A = \alpha_A - \beta_A$). Особенности:

1) почти нейтральное ослабление излучения в видимой и ближней ИК-области спектра для облаков;

2) наличие минимума ослабления в области $\lambda = 8\ldots 12$ мкм для облаков и дымки;

3) некоторое уменьшение ослабления дымкой при увеличении λ от 1 до 2 мкм.

Различие облаков и дымки обусловлено только различием распределений частиц по размерам. При $\lambda > 20$ мкм ослабление излучения облаками, туманами и дымкой уменьшается с увеличением λ, причем при $\lambda > 50$ мкм $\alpha_A \sim \lambda^{-4}$.

Кристаллические облака. Ослабление в области длин волн от 0,5 до 40,0 мкм можно считать одинаковым ввиду того, что размеры облачных кристаллов значительно превышают λ. Следовательно, фактор эффективности ослабления $K_о \approx 2$.

По данным [91], пропускание излучения перистыми облаками при $\lambda = 0{,}5$ мкм составляло 0,75 и плавно уменьшалось до значения 0,64 при $\lambda = 40$ мкм.

Кристаллические туманы. Могут содержать частицы, размеры которых соизмеримы с λ в ИК-области спектра [87], поэтому спектральный ход $\alpha(\lambda)$ должен зависеть от формы и размеров кристаллов, их ориентации в пространстве, от значений $m(\lambda)$ для льда.

На рис. 24.7.3 в качестве примера приведен спектральный ход отношения показателей ослабления $\alpha(\lambda)/\alpha(0{,}63)$, полученный в искусственно создаваемых кристаллических туманах, содержащих кристаллы столбчатой формы длиной от 30 до 150 мкм и кристаллы пластинчатой формы диаметром от 10 до 100 мкм [11]. В окрестности $\lambda = 2{,}85$ и 10,5 мкм наблюдаются минимумы ослабления, обусловленные зависимостью показателя преломления льда m от λ. За исключением этих минимумов эффективность ослабления с ростом λ от 0,5 до 9 мкм постепенно возрастает примерно в 1,3 раза. Глубина минимумов зависит от среднего размера кристаллов [11, 46].

В окрестности отмеченных минимумов $|m-1| \ll 1$, поэтому для расчетов $K_о$, $K_п$ можно применить приближение «аномальной дифракции» для гексагональных призм с различным отношением осей $l/2a$. Расчетные формулы для $K_о$, $K_п$ очень громоздки. Полностью они приводятся в [46]. При хаотической ориентации частиц и при $\rho = 2kr_э(n-1) \leqslant 2{,}5$ где ($r_э = 0{,}75V/\bar{S}$, V — объем частицы, $\bar{S}$ — средняя площадь геометрической тени частицы) значения $K_о$, $K_п$ для призм можно определить по выражениям для сфер, где $x = kr_э$ (см. табл. 24.6.2, область рассеяния 3).

Облака смешанной фазы. Коэффициенты поглощения, рассеяния и ослабления определяются относительным вкладом капель и кристаллов. Присутствие кристаллов в облаке должно увеличить ослабление излучения в области 8—12 мкм и сгладить минимумы, показанные на рис. 24.7.2.

Элементы матрицы рассеяния

Элементы матрицы рассеяния A_{ij} для полидисперсной среды определяются выражением (24.6.12). Некоторые значения элементов $A_{ij}(\theta)$ можно получить из таблиц $P_i(\theta)$, при-

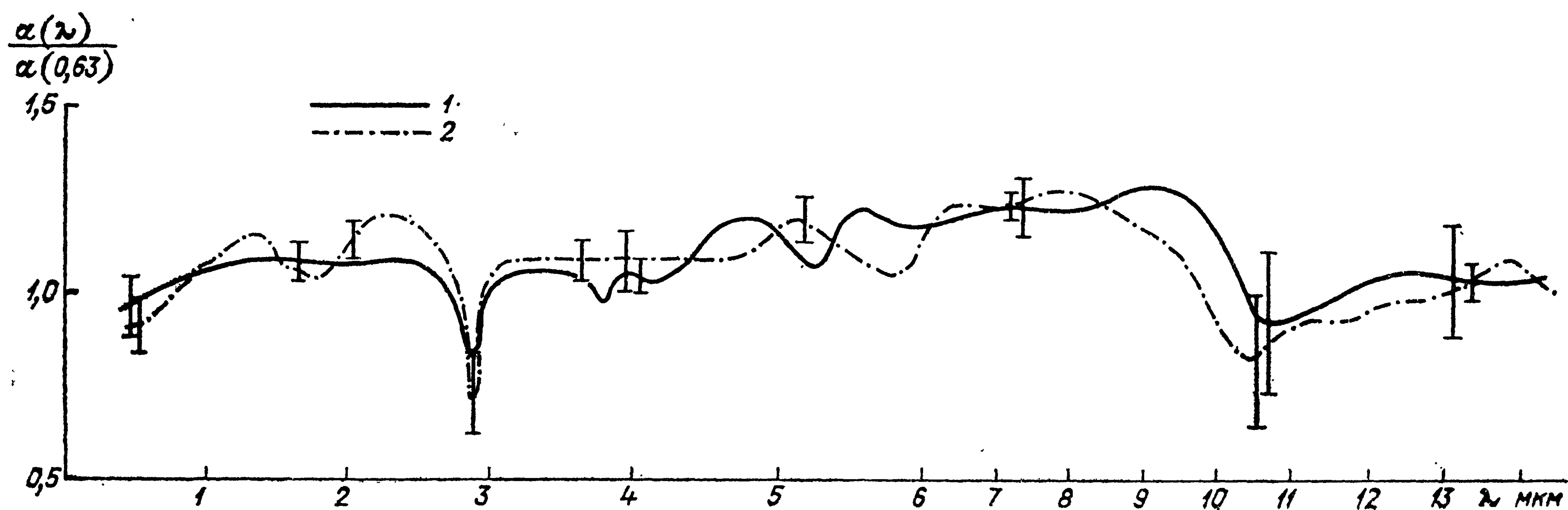


Рис. 24.7.3 Относительное ослабление излучения кристаллическим туманом.

1 — кристаллы-столбики, 2 — кристаллы пластинчатой формы.

веденных в [25] для ряда моделей облаков и дымки, учитывая, что $A_{11}(\theta) = (P_1(\theta) + P_2(\theta))/2$; $A_{12}(\theta) = (P_2(\theta) - P_1(\theta))/2$; $A_{33}(\theta) = P_3(\theta)$; $A_{34}(\theta) = P_4(\theta)$.

На рис. 24.7.4 показаны значения $P_1(\theta)/4\pi$ и $P_2(\theta)/4\pi$ (для модели *C.1*) для $\lambda = 0,7$ мкм. Это нормированные значения индикатрисы рассеяния для линейно поляризованного (параллельно и перпендикулярно плоскости рассеяния) излу-

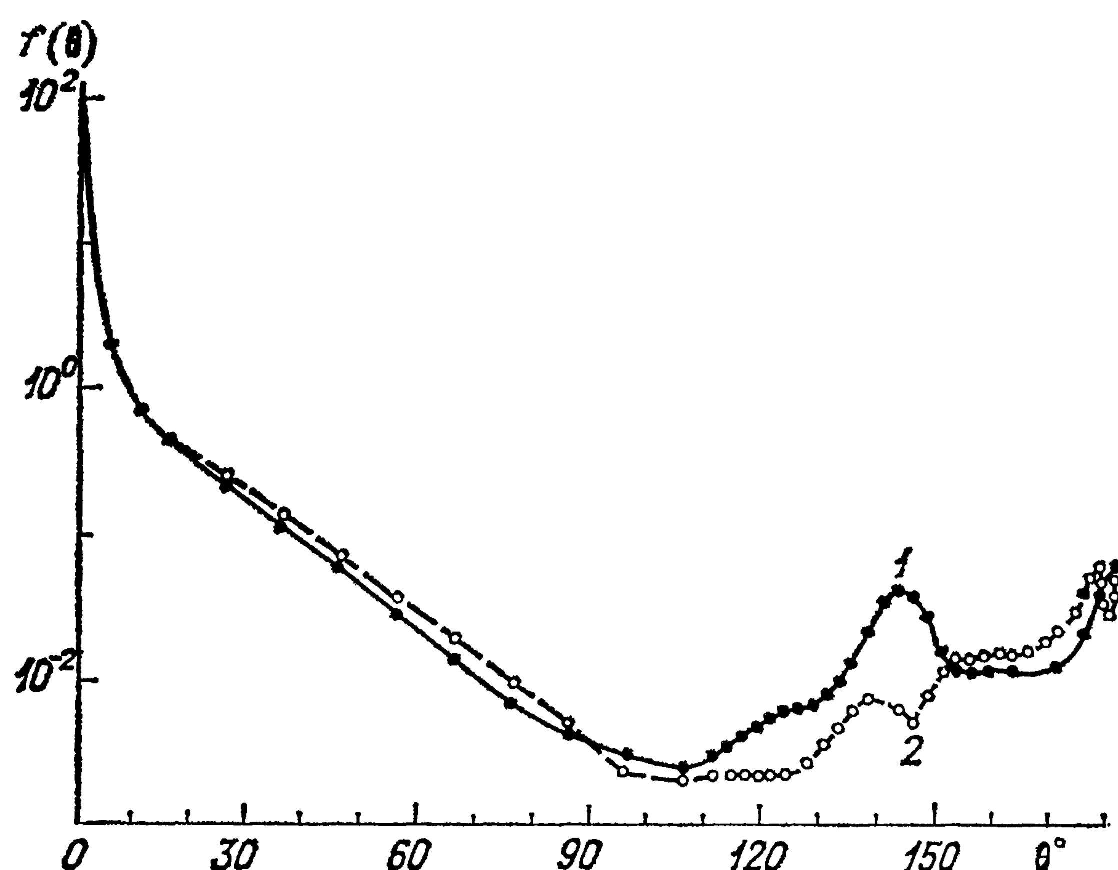


Рис. 24.7.4. Индикатрисы рассеяния видимого излучения капельным облаком.

1 — вектор **E** параллелен плоскости рассеяния, *2* — вектор **E** перпендикулярен плоскости рассеяния.

чения. Для неполяризованного излучения $f(\theta)$ равно полусумме этих значений. Индикатриса рассеяния капельного облака характеризуется большой асимметрией: рассеяние вперед существенно превышает рассеяние назад. Кроме того, отмечается максимум в окрестности $\theta \approx 140°$, называемый радугой (см. ниже).

Кристаллические облака и туманы. Если кристаллы имеют форму гексагональных призм и хаотически ориентированы в пространстве, то нормированная матрица рассеяния для параметров Стокса $\mathbf{S}(I, Q, U, V)$ (см. п. 24.1.2) при $0<\theta<\pi$ имеет вид (24.7.1). При $\theta \approx \pi$: $A_{14} = A_{44}$, $A_{33} = -A_{22}$.

Из вида матрицы рассеяния для кристаллической среды ясно, что при облучении этой среды линейно поляризованным излучением, например $\mathbf{S}$ (1,1, 0,0) в отличие от капельной среды при всех углах рассеяния, даже при $\theta \approx \pi$, возможна деполяризация, определяемая как $D(\theta) = I_{\perp}/I_{\parallel}$. Для $\theta = \pi: D(\pi) = (A_{11} - A_{22})/(A_{11} + A_{22})$.

Элементы матрицы для видимого излучения рассчитаны в [86] для кристаллов — столбиков и пластинок. Расчет проведен в приближении геометрической оптики с учетом дифракции. На рис. 24.7.5 показаны индикатрисы рассеяния неполяризованного излучения: $f(\theta) = A^{=}/4\pi$.

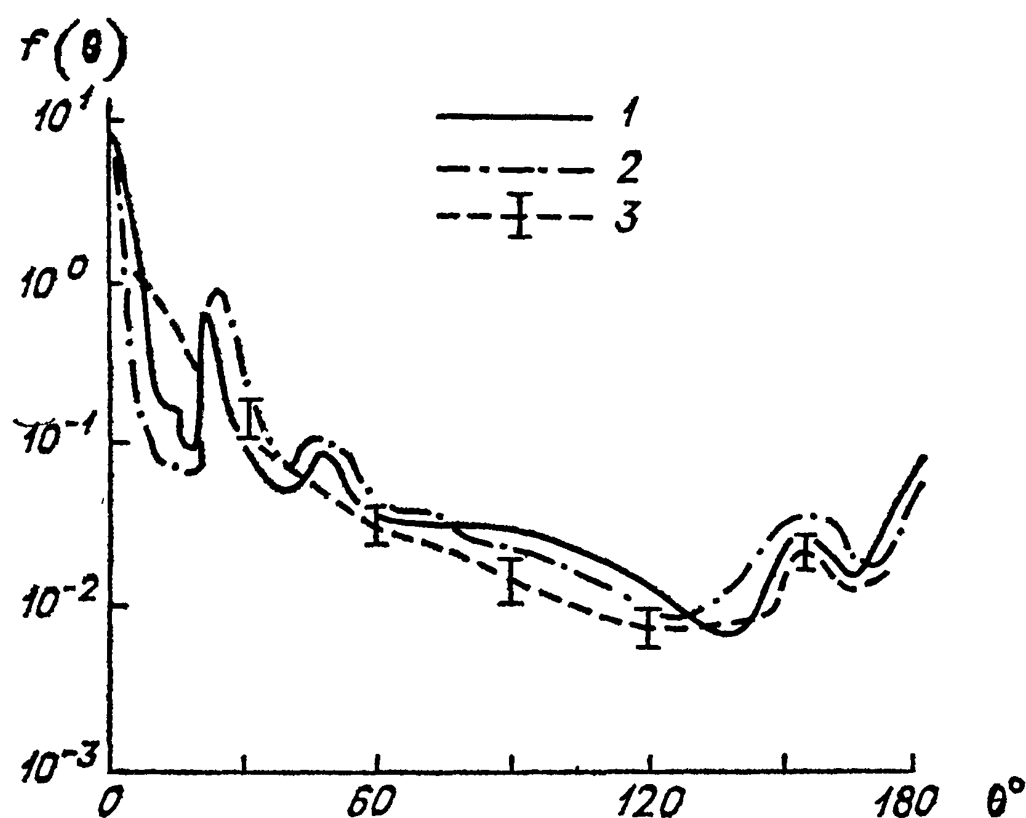


Рис. 24.7.5. Индикатрисы рассеяния видимого излучения ледяными кристаллами с хаотической ориентацией в пространстве.

1 и *2* — расчетные для кристаллов-пластинок и кристаллов-столбиков; *3* — экспериментальные для кристаллов-пластинок.

Отметим следующие отличия от рассеяния сферическими частицами:

1) имеются максимумы рассеяния в окрестности $\theta \approx 22$ и 46°, которые известны как малое и большое гало (см. ниже);

2) рассеяние в направлении $\theta = 90...120$ и 180° больше, чем на каплях.

Измерения, проведенные в искусственно создаваемых кристаллических туманах, подтверждают эти особенности, но максимумы гало и $f(\pi)$ оказались несколько меньше расчетных [11]. Это, по-видимому, объясняется присутствием в среде кристаллов разных размеров и наличием кристаллов не идеальной гексагональной формы.

Облака смешанной фазы. Каждый элемент матрицы рассеяния складывается из элементов матриц для капель и кристаллов с учетом относительного вклада фракций в общий объемный коэффициент рассеяния. Индикатрисы рассеяния для смешанной среды с разным содержанием кристаллов показаны на рис. 24.7.6. Значения $f(\theta)$ нормированы на $f(10°)$.

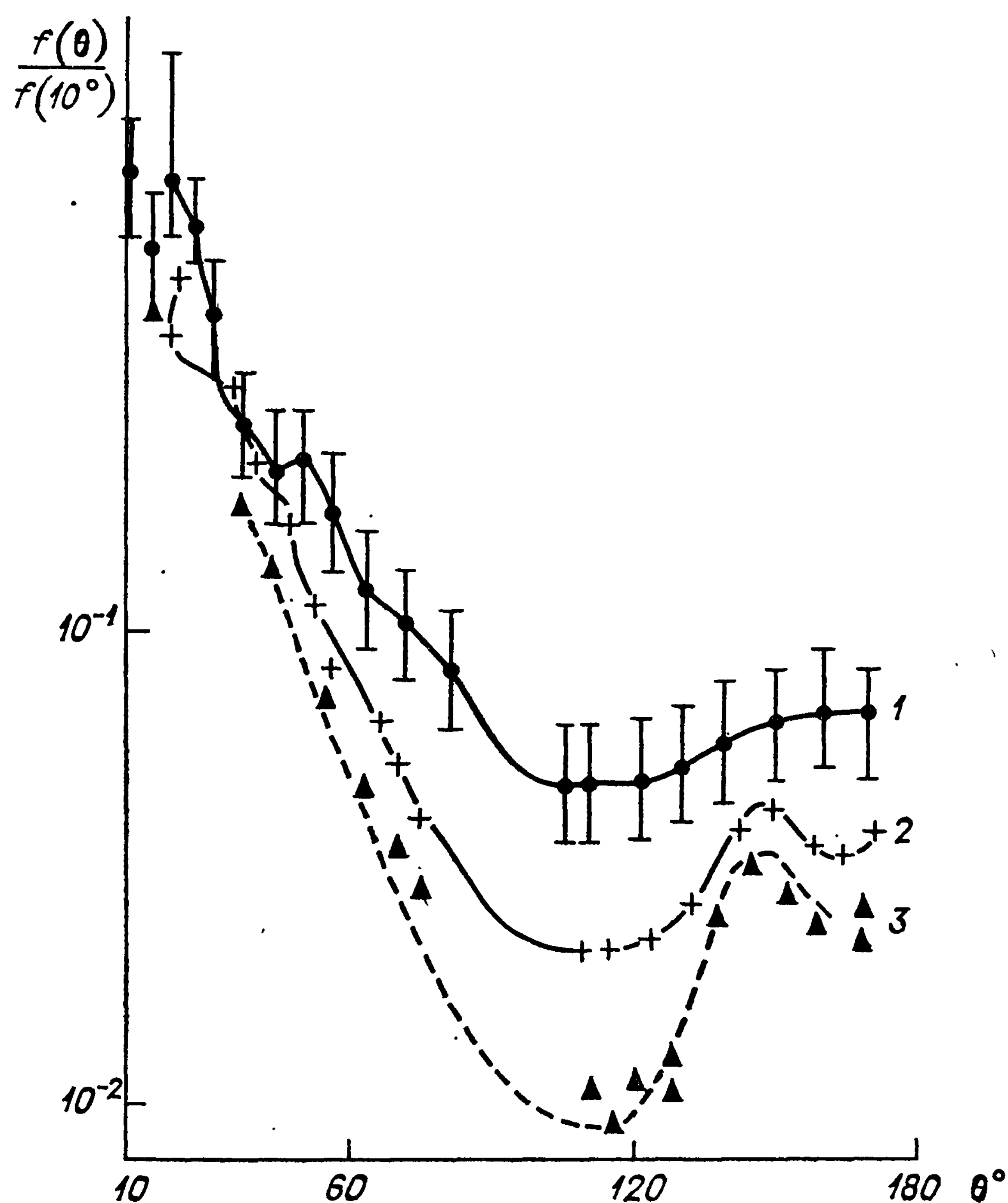


Рис. 24.7.6. Индикатрисы рассеяния для кристаллических туманов (*1*) и смешанных туманов с разным содержанием кристаллов (*2* и *3*) (λ=0,63 мкм).

Оптические явления, наблюдаемые при наличии облаков

Описание и физическое объяснение наблюдаемых при наличии облаков оптических явлений можно найти в [11, 15, 53]. Рассмотрим наиболее распространенные из них.

1. *Венцы* — светлые или окрашенные кольца вокруг Солнца или Луны, объясняемые дифракцией света на каплях или кристаллах, если их размеры почти одинаковы. Угловое расстояние между кольцами пропорционально λ/r, а интенсивность убывает пропорционально θ^{-3}.

2. *Радуга* — разноцветные дуги, обусловленные преломлением солнечного света в больших водяных каплях. Лучи, испытавшие одно внутреннее отражение, выходят из капли в направлении $\theta \approx 138°$ — 1-я радуга. Внутренний край 1-й радуги — фиолетовый, а наружный — красный. С уменьшением размера частиц при $r<50$ мкм цвета перекрываются и образуется «белая радуга». Лучи, выходящие из капли после двух внутренних отражений, образуют 2-ю радугу при $\theta \approx 128,7°$. Цветные полосы раздвинуты шире, чем в 1-й радуге, и расположены в обратном порядке.

Строгой теорией радуги, описывающей распределение интенсивности, является теория Ми.

3. *Глория* — окрашенные кольца вокруг тени человека, стоящего на вершине горы и наблюдающего свою тень на слое капельного облака или тумана, расположенного ниже. Часто наблюдается с самолета вокруг его тени на облаке. Глорию объясняют излучением тороидального волнового фронта, возникающего за счет касательно падающих на капли

лучей, испытавших одно внутреннее отражение при участии поверхностной волны [15]. Максимум рассеяния, близкий к $\theta=\pi$ на индикатрисе капель, и является глорией (см. рис. 24.7.4).

4. *Гало* — разнообразные световые кольца и дуги, наблюдаемые при наличии кристаллических облаков в окрестности Солнца или Луны, а также в окрестности противосолнечной точки. Явление гало имеет множество разновидностей. Расположение основных из них в окрестности Солнца показано на рис. 24.7.7.

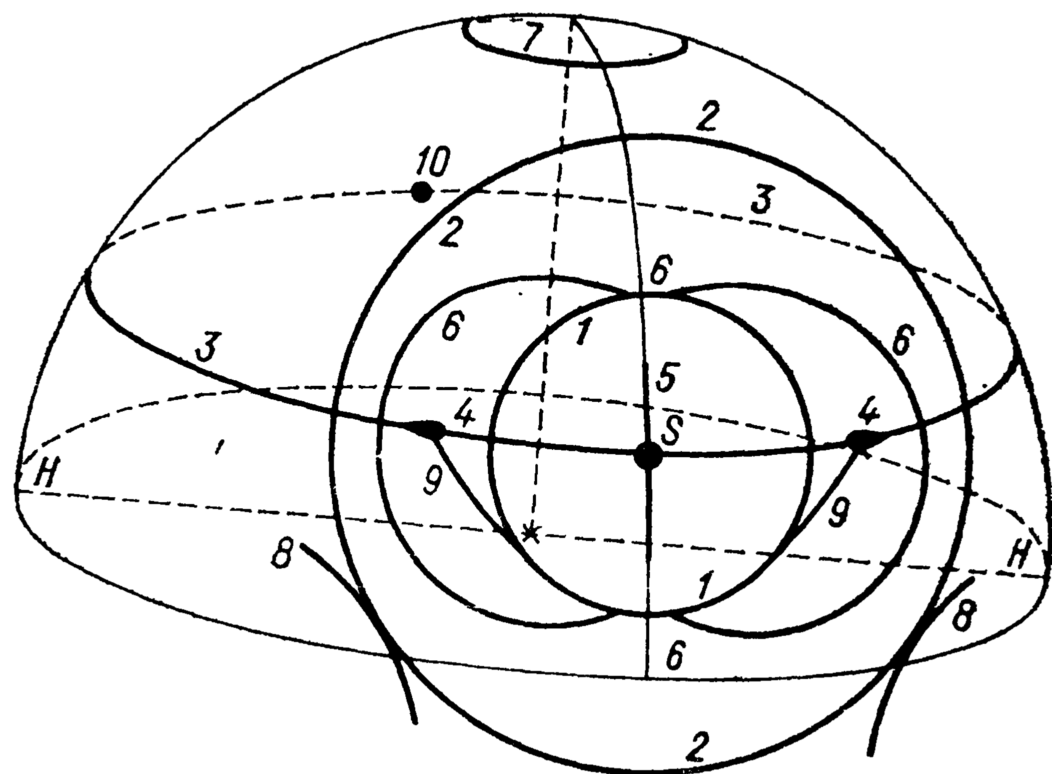


Рис. 24.7.7. Расположение на небосводе оптических явлений, вызванных присутствием кристаллов в атмосфере.

S — солнце; *1* — малое гало; *2* — большое гало; *3* — горизонтальное (паргелическое) кольцо; *4* — ложные, или побочные солнца; *5* — вертикальные светлые бесцветные столбы над солнцем и под ним; *6* — касательные дуги к малому гало; *7* — околозенитное (малое кольцо); *8* — касательные дуги к большому гало; *9* — дуги Ловица; *10* — противосолнца.

24.7.3. Поглощение и рассеяние в осадках

Частицы осадков в оптическом диапазоне длин волн имеют параметр $x = 2\pi r/\lambda \gg 1$, поэтому фактор эффективности ослабления для частиц любой формы $K_0 \approx 2$. Следовательно, объемный коэффициент ослабления не зависит от длины волны и определяется как $\alpha \approx 2S_г$, где $S_г$ (км$^{-1}$) — геометрическое сечение всех частиц в единице объема. Величина $S_г$ зависит от спектра размеров и интенсивности осадков [58, 59].

Для дождя получено эмпирическое соотношение

$$\alpha_д = (0,2\ \dots\ 0,5)\ I^{q}\cdot \qquad (24.7.2)$$

Для снегопада аналогичное соотношение имеет вид

$$\alpha_с = 3,2 I^{0,91}, \qquad (24.7.3)$$

где I — интенсивность дождя и снега (мм/ч); $q = 0,6\dots\ 0,8$.

Фактор эффективности поглощения при $\lambda \geqslant 3$ мм для дождя и снега $K_п \approx 1$, поэтому объемный коэффициент поглощения вдвое меньше α.

Матрица рассеяния для дождя имеет такой же вид, как для капельного облака, однако элементы матрицы рассчитаны только для $\lambda > 1$ мм [25]. Для снега элементы матрицы не определялись.

24.8. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

24.8.1. Поглощение и рассеяние радиоизлучения в облаках

Поглощение и рассеяние радиоизлучения в облаках можно рассчитать, используя формулы, приведенные в п. 24.6, и эмпирические функции распределения облачных частиц по размерам. Такой подход правомерен при моделировании свойств жидкокапельных облаков. Частицы кристаллических облаков являются несферическими, и применение теории Ми для однородных сфер менее оправдано, хотя данная теория часто применяется и в этом случае. Размеры облачных капель редко превосходят 50—80 мкм, а распределение этих капель по размерам удовлетворительно описывается функцией Хргиана—Мазина [71]:

$$f(r) = Cr^2 \exp(-Br), \qquad (24.8.1)$$

где $B = 3/\bar{r}$, $\bar{r}$ — средний радиус капель в облаке, $C = NB^3/2 = B^6 W/160\ \pi\rho_в$, N — общее число капель в 1 см^3, W — водность облака, $\rho_в$ — плотность воды. Средний размер капель зависит от типа облаков и составляет для слоистых облаков St приблизительно 4,5 мкм, а для кучевых Cu и слоисто-кучевых Sc $\sim$4,7 мкм.

При длинах волн $\lambda > 0,3$ см и радиусах капель $r < 80$ мкм для расчетов коэффициентов ослабления радиоизлучения в облаках можно использовать приближение Рэлея (см. табл. 24.6.2), которое дает погрешность расчета не более 1 %. Вероятность выживания кванта для радиоизлучения $\Lambda = \beta/\alpha$ не превышает 10^{-4}, поэтому недождевые капельные облака можно считать чисто поглощающей средой для радиоизлучения с длиной волны $\lambda > 0,3$ см (радиотепловое излучение, РТИ) и рассчитывать соответствующий коэффициент поглощения в рэлеевском приближении:

$$\gamma(\lambda) = \frac{6\pi}{\lambda} \operatorname{Im}\left(-\frac{m^2-1}{m^2+2}\right) W, \qquad (24.8.2)$$

где

$$W = \frac{4\pi}{3} N \int\limits_{r_{min}}^{r_{max}} f(r)\, r^3\, dr,$$

m — комплексный показатель преломления воды (см. табл. 24.6.1). Для расчета коэффициента поглощения РТИ в облаках γ при $\lambda > 0,8$ см предложена приближенная формула [74]

$$\gamma(\lambda) = B(t_{обл}) \frac{0,1118}{\lambda^2 + 0,0269} W, \qquad (24.8.3)$$

где $t_{обл}$ — температура облачных капель; W — в г/м^3.

В табл. 24.8.1 приведены значения коэффициента $B(t_{обл})$ для нескольких длин волн.

Таблица 24.8.1

Коэффициент температурной зависимости $B(t_{обл})$

λ см	t °C				
	−10	0	10	20	30
0,80	2,11	1,59	1,23	1,00	0,81
1,35	2,38	1,68	1,27	1,00	0,81
1,60	2,32	1,67	1,29	1,00	0,81
3,20	2,51	1,70	1,27	1,00	0,81

На рис. 24.8.1 для иллюстрации приведен спектральный ход удельного коэффициента поглощения радиоизлучения в облаках, не дающих осадки.

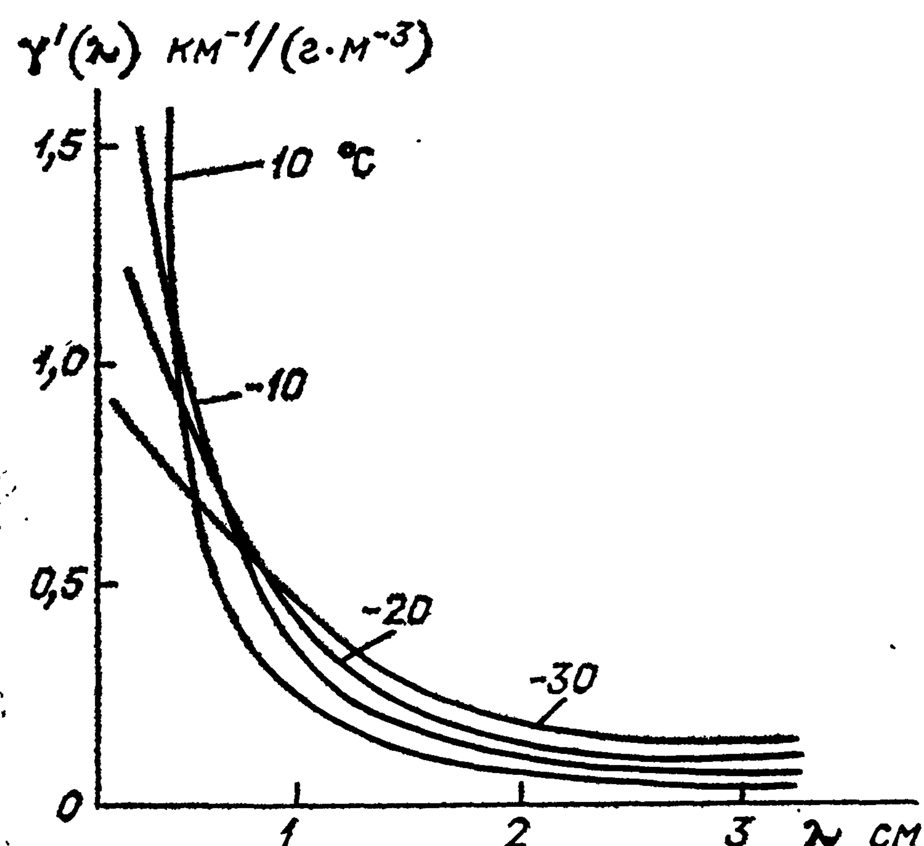


Рис. 24.8.1. Спектральная зависимость удельного коэффициента поглощения γ' радиоизлучения в облаках при различной температуре.

В отличие от жидкокапельных кристаллические облака слабее влияют на перенос РТИ. Это прежде всего связано с различием в показателях преломления воды и льда. Если для воды действительная часть этого показателя в диапазоне длин волн $\lambda = 0{,}3\ldots 5$ см увеличивается от $n \approx 3$ до $n \approx 8{,}5$, а мнимая варьирует в диапазоне $1{,}3\ldots 3$, то для льда $n \approx 1{,}75$, а $\varkappa$ возрастает от 0,0001 при $t = -50$ °C до 0,001—0,002 при $t = 0$ °C. При этом показатель преломления льда слабо зависит от длины волны.

В табл. 24.8.2 приведены значения величины Δ, представляющей собой отношение коэффициента ослабления радиоизлучения в кристаллическом облаке к коэффициенту ослабления в жидкокапельном облаке при единичной водности и температуре $t = -7$ °C.

Таблица 24.8.2

Сравнение ослабления радиоизлучения кристаллическими и жидкокапельными облаками

λ см	0,3	0,5	0,8	1,35	1,6	2,4
Δ	$6\cdot10^{-4}$	$7\cdot10^{-4}$	$1\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-3}$	$3\cdot10^{-3}$	$4\cdot10^{-3}$

Как видно из табл. 24.8.2, ослабление в кристаллических облаках приблизительно на три порядка меньше, чем в жидкокапельных.

Здесь необходимо лишь ометить, что в кристаллических облаках $\Lambda \approx 1$, т. е. ослабление радиоизлучения происходит в основном за счет рассеяния.

24.8.2. Поглощение и рассеяние радиоизлучения в осадках

Размеры капель дождя варьируют от $r_{\min} \approx 0{,}25$ до $r_{\max} \approx 3{,}5$ мм. Если рассматривать (как это часто делается) дождь с учетом вклада мороси, то $r_{\min} \approx 0{,}1$ мм. Для капель осадков рэлеевское приближение при расчете характеристик распространения радиоизлучения с $\lambda < 3$ см уже неприменимо и необходимо пользоваться точными формулами теории Ми (см. п. 24.6.2).

Практически все используемые в настоящее время функции распределения капель по размерам являются частным случаем модифицированного гамма-распределения:

$$n(r) = f_1 d^p \exp\left(-f_2 d^q\right), \qquad (24.8.4)$$

где d — диаметр капли.

Для широко распространенного распределения Маршалла—Пальмера $f_1 = 0{,}08$, $p = 0$, $f_2 = 41 I^{0,21}$, $q = 1$. Для распределения Беста $f_1 = 2{,}837\cdot10^{-5}\ I^{0,324}$, $p = -1{,}75$, $q = 2{,}25$, $f_2 = 98{,}5 I^{-0,522}$, где I — средняя интенсивность дождя (мм/ч).

Наблюдается сильная зависимость коэффициентов ослабления и рассеяния радиоизлучения жидкими осадками от $n(r)$.

На рис. 24.8.2, 24.8.3 приведены спектральные зависимости коэффициентов ослабления α и рассеяния β радиоизлучения в дожде, рассчитанные по теории Ми с использованием

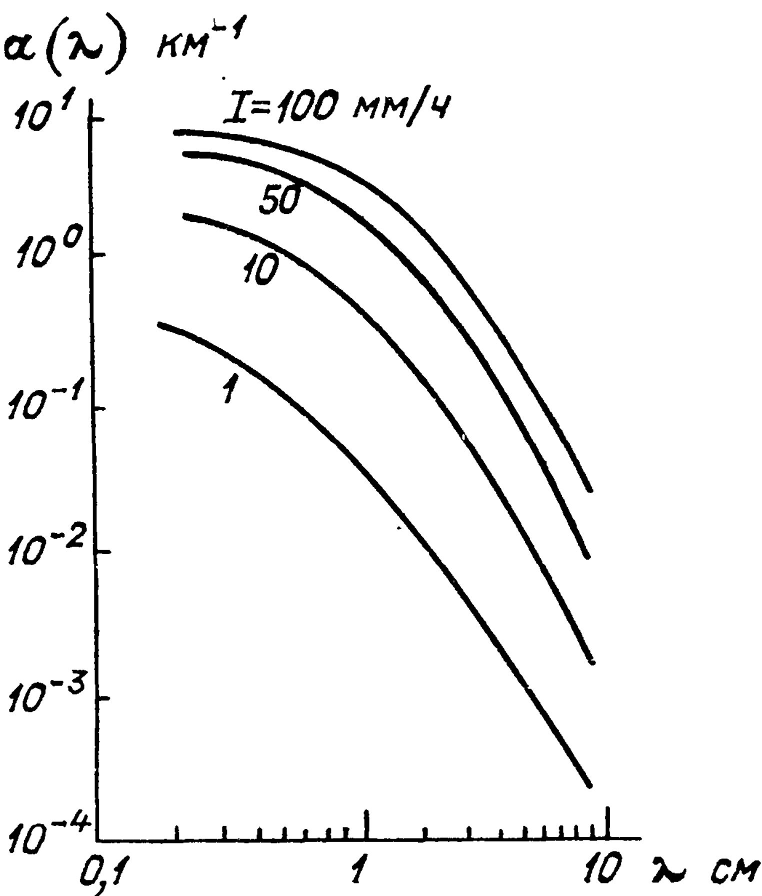


Рис. 24.8.2. Спектральная зависимость коэффициента ослабления α радиоизлучения в жидких осадках разной интенсивности при температуре 0 °C.

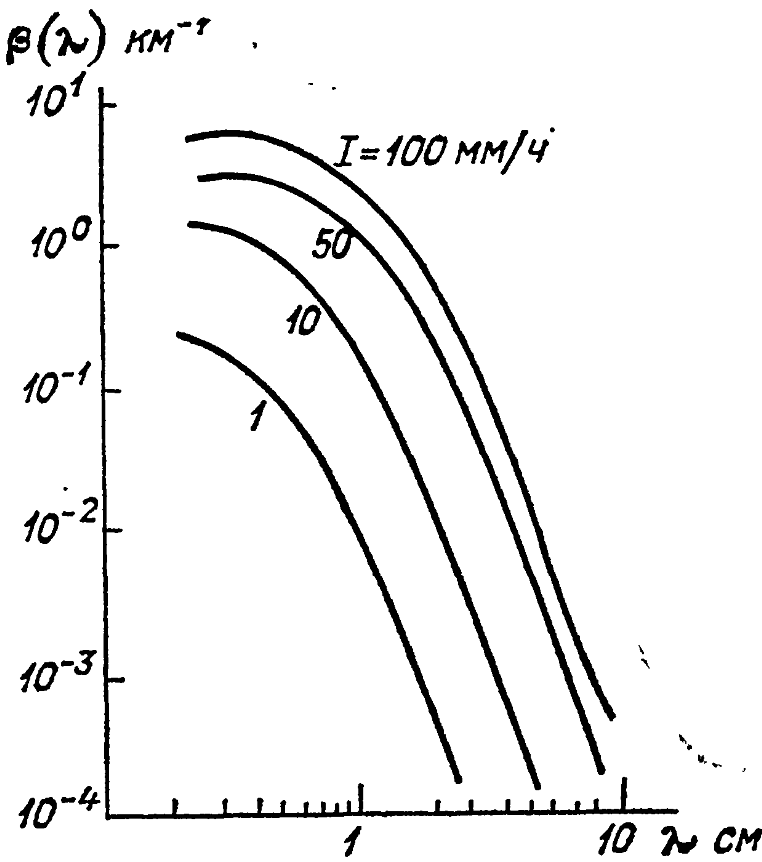


Рис. 24.8.3. Спектральная зависимость коэффициента рассеяния β радиоизлучения в жидких осадках разной интенсивности при температуре 0 °C.

функции распределения капель по размерам Маршалла—Пальмера. Температура капель дождя предполагалась равной 0 °C.

Отметим, что $\Lambda \leqslant 0{,}5$. При $\lambda > 3$ см капли дождя можно считать рэлеевскими частицами и коэффициенты рассеяния и ослабления становятся пропорциональными λ^{-4} и λ^{-2} соответственно.

В осадках характеристики распространения радиоизлучения меньше зависят от температуры, чем в облаках.

Расчеты показывают, что при $\lambda > 0{,}6$ см коэффициенты ослабления радиоизлучения в твердых осадках значительно меньше коэффициентов ослабления в жидких осадках той же водности. Появление же пленки воды на поверхности частиц увеличивает ослабление. Сказанное иллюстрирует табл. 24.8.3, где представлены значения коэффициентов ослабления в жидких (вариант 1), твердых (вариант 4) осадках и осадках из неоднородных частиц, размеры ядра которых равны 0,5 и 0,75 общего размера частиц (варианты 2 и 3 соответственно). Эквивалентная водность осадков во всех вариантах составляла 0,15 г/м³, что соответствует их интенсивности приблизительно 3 мм/ч. Предполагалось, что показатель преломления твердой фазы осадков равен соответствующей величине для льда; температура частиц предполагалась равной 0 °C. При моделировании использовалась функция распределения Маршалла—Пальмера.

Таблица 24.8.3

Сравнение коэффициентов ослабления α (км⁻¹) в осадках различных типов

Вариант	λ см					
	0,3	0,5	0,8	1,6	2,4	3,2
1	$7{,}8\cdot10^{-1}$	$4{,}8\cdot10^{-1}$	$2{,}2\cdot10^{-1}$	$4{,}8\cdot10^{-2}$	$1{,}9\cdot10^{-2}$	$9{,}1\cdot10^{-3}$
2	$7{,}6\cdot10^{-1}$	$4{,}7\cdot10^{-1}$	$2{,}2\cdot10^{-1}$	$4{,}9\cdot10^{-2}$	$2{,}0\cdot10^{-2}$	$9{,}5\cdot10^{-3}$
3	$6{,}7\cdot10^{-1}$	$4{,}2\cdot10^{-1}$	$2{,}1\cdot10^{-1}$	$5{,}3\cdot10^{-2}$	$2{,}1\cdot10^{-2}$	$9{,}9\cdot10^{-3}$
4	$2{,}9\cdot10^{-1}$	$7{,}0\cdot10^{-2}$	$1{,}3\cdot10^{-2}$	$8{,}4\cdot10^{-4}$	$1{,}8\cdot10^{-4}$	$7{,}0\cdot10^{-5}$

В диапазоне длин волн 0,6—3 см индикатрисы рассеяния (см. п. 24.1.3) жидких и неоднородных осадков (варианты 1—3) при $I \leqslant 20$ мм/ч слабо отличаются от рэлеевской $f(\theta) \sim (1 + \cos^2\theta)$. Отличия не превосходят, как правило, 10—12 %.

Довольно часто в практических радиометеорологических задачах используется степенная аппроксимация коэффициентов ослабления, поглощения и рассеяния радиоизлучения в осадках:

$$\gamma = a_1 I^{b_1}, \quad \beta = a_2 I^{b_2}, \quad \alpha = a_3 I^{b_3}, \qquad (24.8.6)$$

где a_i и b_i — параметры, зависящие от длины волны. В табл. 24.8.4 для ряда длин волн радиодиапазона приведены полученные на основе функции распределения Маршалла—Пальмера значения параметров степенной аппроксимации

Таблица 24.8.4

Значения параметров a_i и b_i ($i=1,2$) в аппроксимационных формулах для коэффициентов поглощения и рассеяния радиоизлучения в осадках при $t=10$ °C

λ см	0,65	0,7	0,8	1,0	1,35	1,6	2,0	2,4	3,2
$a^1 \cdot 10^4$	712	627	494	324	178	124	75	47	20
b^1	0,92	0,93	0,94	1,02	1,07	1,1	1,14	1,18	1,23
$a^2 \cdot 10^5$	3080	2460	1590	705	211	104	41	19	5,8
b^2	1,15	1,18	1,25	1,36	1,47	1,5	1,52	1,53	1,54

для коэффициентов поглощения и рассеяния. Приведенные оценки получены с помощью теории Ми для сферических частиц, которая используется в большинстве приложений. Однако форма капель осадков близка к форме сплюснутого сфероида, поэтому при более конкретном рассмотрении переноса радиоизлучения в атмосфере с осадками необходимо применять теорию рассеяния на сфероидальных частицах.

24.8.3. Поглощение радиоизлучения атмосферными газами

Поскольку молекулярное рассеяние в микроволновом диапазоне практически отсутствует, общее ослабление излучения определяется его поглощением. При этом поглощение не зависит от состояния поляризации излучения. В этом диапазоне спектра заметным поглощением обладают лишь газы, молекулы которых имеют дипольные моменты. Из основных газов атмосферы электрический дипольный момент имеет молекула водяного пара и магнитный момент — молекула кислорода. Дипольными моментами обладают также и некоторые малые газовые примеси (O_3, CO, O_2, NO, NO_2, N_2O и др.), однако их содержание в атмосфере и интенсивность линий поглощения настолько малы, что их вкладом в общее поглощение микроволнового излучения в нижних слоях атмосферы обычно пренебрегают. Лишь на высотах 18—25 км, в области максимума концентрации озона, вклад этого газа в общее молекулярное поглощение может достигать 10—15 %. В большинстве радиометеорологических задач, в которых исследуются слои атмосферы, лежащие в тропосфере и нижней стратосфере, полагают, что общий коэффициент молекулярного поглощения равен сумме вкладов поглощения водяным паром и кислородом: $\gamma_м = \gamma_{H_2O} + \gamma_{O_2}$.

Микроволновый спектр кислорода и водяного пара обусловлен вращательными квантовыми переходами.

Микроволновый спектр кислорода состоит из системы линий в районе $\lambda = 0,5$ см и одиночной линии, имеющей резонансную частоту вблизи $\lambda = 0,252$ см. При давлении $\geqslant 40$ гПа система линий в районе $\lambda = 0,5$ см не разрешается и образует непрерывную область поглощения. Кроме того, в микроволновом спектре кислорода наблюдается существенное нерезонансное поглощение, обусловленное крыльями далеких линий. В диапазоне длин волн 0,7—1 см нерезонансное поглощение составляет приблизительно 10—30 % общего поглощения излучения кислородом. Его доля увеличивается с ростом λ и достигает при $\lambda = 2$ см примерно 70 % суммарного поглощения. При $\lambda \geqslant 3\ldots$ 4 см поглощение излучения кислородом является почти полностью нерезонансным.

Одна из методик расчета γ_{O_2}, дающих удовлетворительное согласие с экспериментом, приведена в [27, 97].

Для практического использования в «окнах прозрачности» (диапазонах частот между полосами поглощения) весьма удобна формула, аппроксимирующая вертикальный ход коэффициента поглощения радиоизлучения в кислороде в зависимости от давления и температуры [60]:

$$\gamma_{O_2} = \gamma_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 \left(\frac{T_0}{T}\right)^{5/2}, \qquad (24.8.7)$$

где $p_0 = 1013$ гПа; $T_0 = 293$ К. Значения γ_0 при нормальных условиях для ряда длин волн приведены в табл. 24.8.5.

Таблица 24.8.5

λ км	0,8	1,35	1,6	2,4	32
γ_0 км$^{-1}$	0,0101	0,0031	0,0025	0,0019	0,0018

Основной вклад в поглощение радиоизлучения водяным паром вносят две резонансные линии, центрированные возле $\lambda = 1,348$ и 0,163 см.

Для расчета поглощения микроволнового излучения в водяном паре часто применяется инженерная методика А. Ю. Зражевского. Согласно этой методике, для $\lambda > 0,28$ мм

$$\gamma_{H_2O} = \gamma'_{H_2O} + \gamma''_{H_2O}. \qquad (24.8.8)$$

Первый член (24.8.8) описывает поглощение 23 резонансными линиями, частоты переходов которых находятся в диапазоне спектра $\lambda \approx 28\ldots$ 20 мм, второй — вклад всех остальных линий. При этом расчет γ' проводится по модифицированной квантомеханической формуле. Член γ'' получен на основе

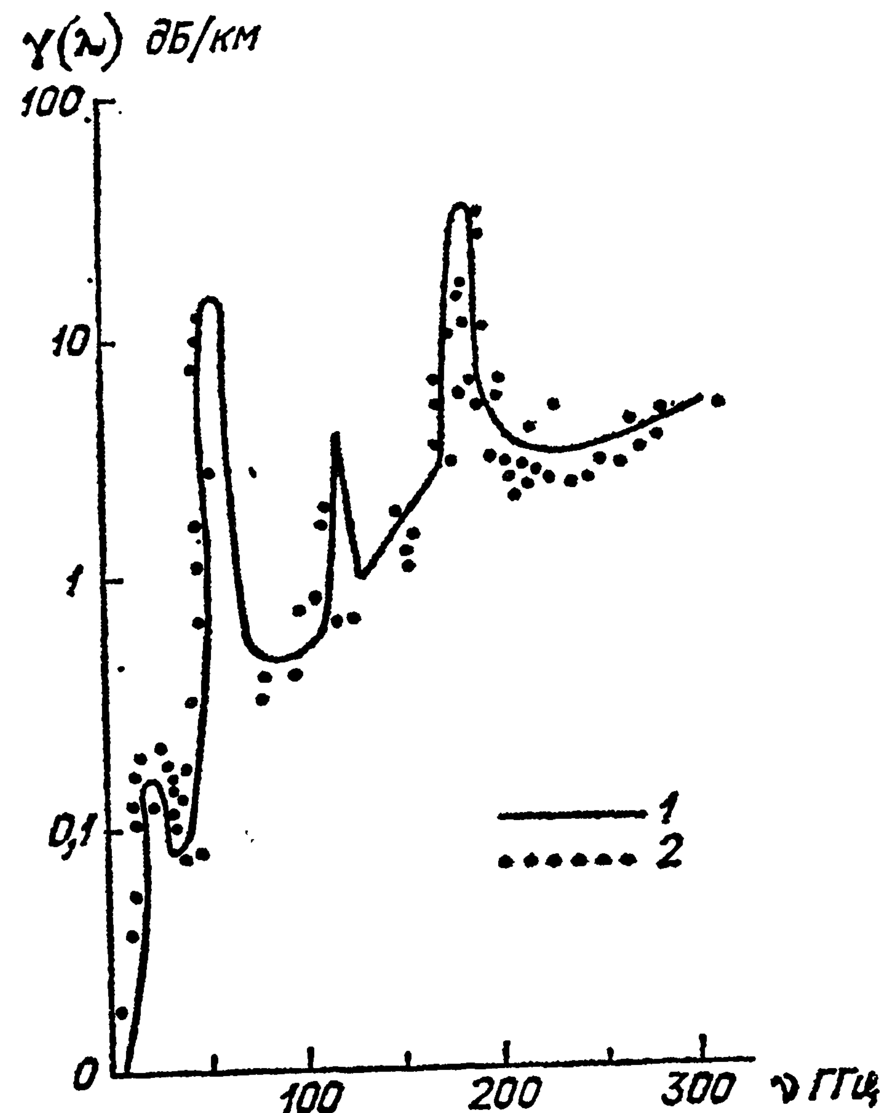


Рис. 24.8.4. Спектр поглощения безоблачной атмосферы при нормальных условиях ($p_0=1013$ гПа, $T_0=293$ К, $\rho=7,5$ г/м^3).

1 — расчет, *2* — эксперименты.

анализа экспериментальных данных. На рис. 24.8.4 приведен спектральный ход коэффициента поглощения безоблачной атмосферы при нормальных условиях.

24.8.4. Статистические характеристики радиотеплового излучения облачной атмосферы

В качестве функции источника при решении уравнения переноса излучения атмосферы в радиодиапазоне применимо приближение Рэлея—Джинса для функции Планка. В этом приближении функция источника в уравнении переноса излучения (см. п. 24.2) пропорциональна термодинамической температуре T.

В предположении квазизеркальности подстилающей поверхности *яркостная температура* восходящего и нисходящего радиотеплового излучения определяется следующим образом:

$$T_я^{\uparrow}(\theta, z, \lambda) = \int_0^z T(z)\, \gamma(z, \lambda) \sec\theta \times$$

$$\times \exp\left(-\int_{z_1}^{z} \sec\theta \cdot \gamma(z', \lambda)\, dz'\right) dz + [T_s \varepsilon_p(\lambda, \theta) +$$

$$+ (1 - \varepsilon_p(\lambda, \theta)) \sec\theta \int_0^{\infty} T(z)\, \gamma(z, \lambda) \times$$

$$\times \exp\left(-\int_0^{z} \sec\theta \cdot \gamma(z', \lambda)\, dz'\right) dz] \times$$

$$\times \exp\left(-\int_0^z \sec\theta\cdot\gamma(z',\lambda)\,dz'\right), \qquad (24.8.9)$$

$$T_я^{\downarrow}(\theta, z, \lambda) = \int_z^{\infty} T(z')\sec\theta\cdot\gamma(z',\lambda)\times$$

$$\times \exp\left(-\int_z^{z'} \sec\theta\cdot\gamma(z'',\lambda)\,dz''\right)dz', \qquad (24.8.10)$$

где T_s — термодинамическая температура поверхности; $\varepsilon_p(\lambda, \theta)$ — коэффициент излучения поверхности (p — индекс поляризации: V — вертикальная, H — горизонтальная), который выражается через формулы Френеля:

$$\varepsilon_V(\theta, \lambda) = 1 - \left|\frac{\varepsilon_0\cos\theta - \sqrt{\varepsilon_0(\lambda) - \sin^2\theta}}{\varepsilon_0\cos\theta + \sqrt{\varepsilon_0(\lambda) - \sin^2\theta}}\right|^2,$$

$$\varepsilon_H(\theta, \lambda) = 1 - \left|\frac{\cos\theta - \sqrt{\varepsilon_0(\lambda) - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\varepsilon_0(\lambda) - \sin^2\theta}}\right|^2. \qquad (24.8.11)$$

Здесь $\varepsilon_0(\lambda)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость вещества поверхности.

Яркостной температурой $T_я$ называется температура абсолютно черного тела, при которой его спектральная плотность энергетической яркости (СПЭЯ) B_λ равна СПЭЯ данного объекта на той же длине волны (СПЕЯ — см. табл. 24.1.2).

В формулах (24.8.9), (24.8.10) рассеянием радиотеплового излучения пренебрегают, а коэффициент поглощения равен сумме коэффициентов поглощения кислорода, водяного пара, облаков и осадков. В терминах оптической толщины атмосферы яркостная температура нисходящего радиотеплового излучения атмосферы в направлении в зенит на уровне поверхности описывается выражением

$$T_я^{\downarrow}(\lambda) = \int_0^{\tau_0} T(\tau)\,e^{-\tau}\,d\tau, \qquad (24.8.12)$$

или

$$T_я^{\downarrow}(\lambda) = T^*(1 - e^{-\tau}),$$

где T^* — эффективная температура атмосферы: $T^* = T(0) - \Delta T$, где $T(0)$ — температура у поверхности, ΔT — поправка на неизотермичность, $\tau_0(\lambda) = \int_0^{\infty} \gamma(z, \lambda)\,dz$.

Заметим, что при расчетах характеристик радиотеплового излучения на наклонных трассах необходимо учитывать явление рефракции и сферичность Земли. Методы учета этих эффектов изложены в [6, 69].

Оптическая толщина. На рис. 24.8.5 приведены значения оптической толщины τ_0 в зените и ее среднеквадратического отклонения (СКО) σ_τ для атмосферы без облаков и с конвективной облачностью (Ас и Sc) [18, 69]. Локальные максимумы в значениях τ_0 и СКО соответствуют отдельным резонансным линиям поглощения водяного пара и кислорода, а также полосе поглощения кислорода в окрестности $\nu \approx 60$ ГГц. Наибольшие различия в спектрах оптической толщины и ее СКО для безоблачной и облачной атмосферы наблюдаются в окнах прозрачности между линиями поглощения O_2 и H_2O. Они составляют около 0,05 нп зимой и 0,17 нп летом для τ_0 и около 0,02 нп зимой и 0,05 нп летом для σ_τ. Эти различия для отдельных форм облаков приблизительно на порядок меньше. В целом зимой как средние значения τ_0, так и СКО оптической толщины меньше соответствующих значений для лета в 2—3 раза (исключение составляют линии поглощения O_2). Это обусловлено различием в поглощении водяным паром, поскольку его содержание и вариации летом больше, чем зимой.

Радиояркостная температура атмосферы. На рис. 24.8.6 приведены спектры среднеклиматических значений и СКО

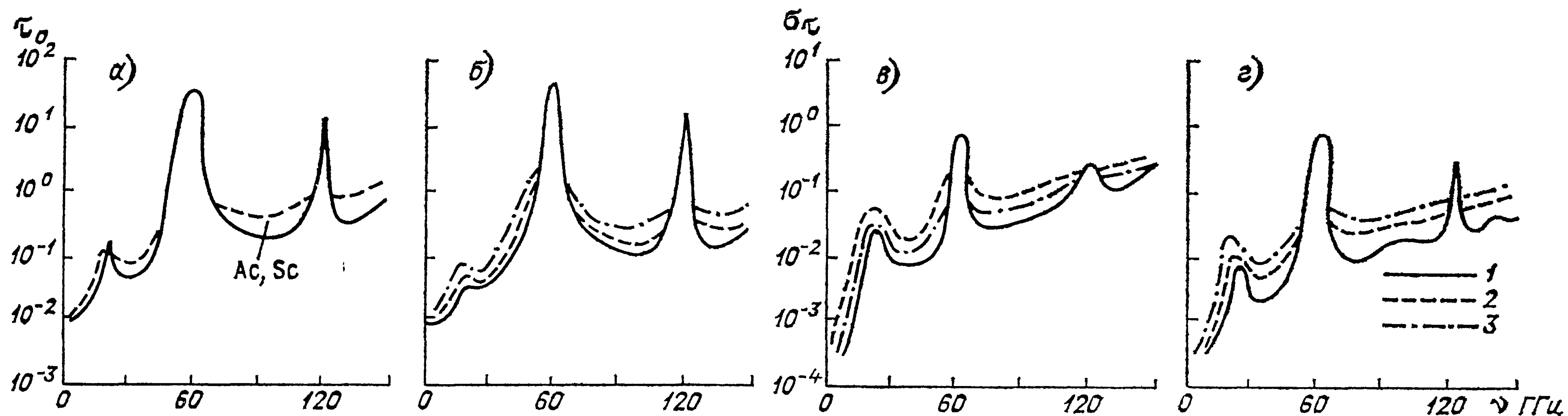


Рис. 24.8.5. Средние климатические значения (τ_0) и СКО (σ_τ) оптической толщины при зондировании с поверхности Земли в зенит для лета (*а, в*) и зимы (*б, г*).

1 — безоблачная атмосфера, *2* и *3* — облачность типа Ас и Sc соответственно.

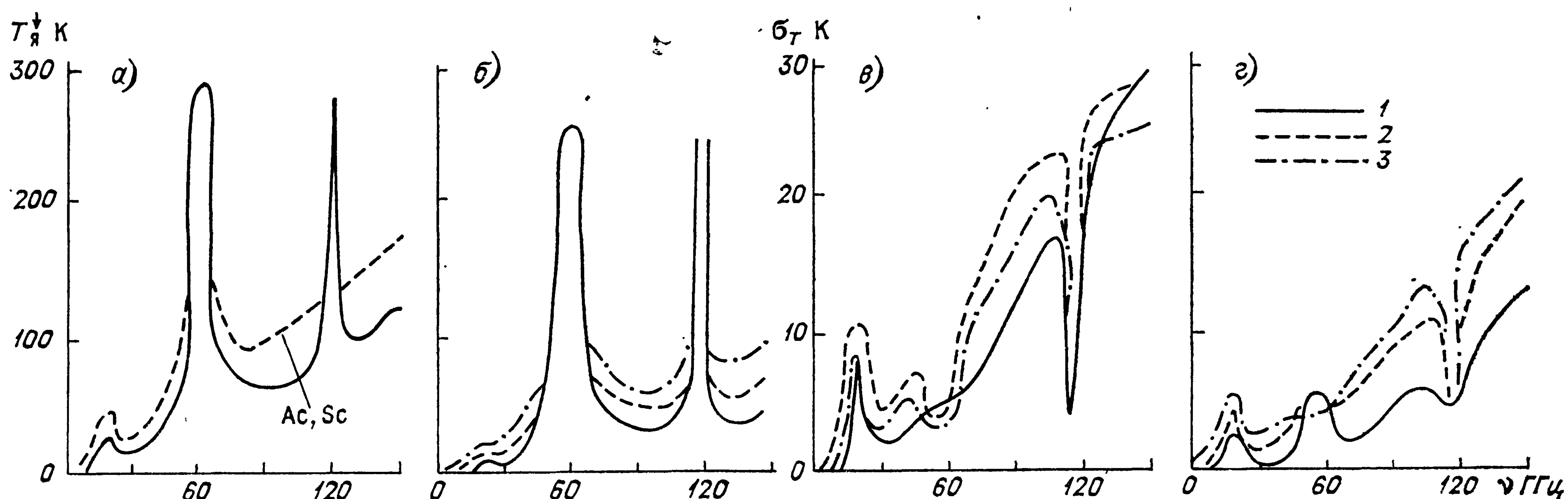


Рис. 24.8.6. Средние климатические значения ($T_я^{\downarrow}$). и СКО (σ_T) радиояркостной температуры при зондировании с поверхности Земли в зенит для лета (*а, в*) и зимы (*б, г*).

Усл. обозначения см. рис. 24.8.5.

радиояркостной температуры нисходящего излучения в зенитном направлении на уровне поверхности Земли для летнего и зимнего сезонов. Среднеклиматические значения радиояркостной температуры обозначены через $T_я^{\downarrow}$, а среднеквадратические отклонения — через σ_T. Здесь в окнах прозрачности также наблюдается существенное различие в значениях $T_я^{\downarrow}$ и σ_T облачной и безоблачной атмосферы. Особенно велико это различие в коротковолновом участке рассматриваемого диапазона в окнах прозрачности при $\nu = 75 \ldots 111$ ГГц ($\lambda = 0{,}27 \ldots 0{,}4$ см) и при $\nu = 125 \ldots 150$ ГГц ($\lambda = 0{,}2 \ldots 0{,}24$ см). Оно достигает 50—55 К для $T_я^{\downarrow}$ и 5—6 К для σ_T. Различие в значениях $T_я^{\uparrow}$ и σ_T для различных форм облачности существенно только для зимы. При этом значения $T_я^{\uparrow}$ и σ_T зимой значительно меньше, чем летом, особенно в окне прозрачности при $\nu = 125 \ldots 150$ ГГц. Так, на $\nu = 150$ ГГц ($\lambda = 0{,}2$ см) значения $T_я^{\downarrow}$ для лета приблизительно в 2—3 раза превышают аналогичные значения для зимы. Также велики в рассматриваемом диапазоне абсолютные вариации радиояркостной темпертуры как для облачной, так и для безоблачной атмосферы.

Рисунок 24.8.7 иллюстрирует спектральные зависимости средних значений радиояркостной температуры восходящего излучения системы атмосфера—подстилающая поверхность при наблюдении в надир в случае водной подстилающей поверхности и в случае сухой почвы, покрытой растительностью. Сухая почва с растительностью по излучательным свойствам в радиодиапазоне близка к абсолютно черному телу ($\varepsilon_p \approx 1$), а коэффициент излучения водной поверхности значительно меньше единицы. Поэтому области повышенного поглощения в атмосфере дают положительный яркостный контраст над водной поверхностью и отрицательный — над сушей.

Эффективная температура атмосферы и поправка на неизотермичность. Поправка на неизотермичность ΔT тесным образом связана с эффективной температурой атмосферы, поэтому остановимся лишь на рассмотрении поправки на неизотермичность. На рис. 24.8.8 приведены спектры среднеклиматических значений ΔT как для нисходящего, так и для восходящего излучения для безоблачной атмосферы и для летнего и зимнего сезонов.

Спектральные зависимости ΔT для нисходящего и восходящего излучения почти совпадают везде, кроме областей вблизи линий поглощения O_2. В этих областях ситуация прямо противоположная. Для нисходящего излучения поправка на неизотермичность значительно уменьшается, а для восходящего — резко возрастает. Это объясняется тем, что в указанных линиях поглощения восходящее излучение формируется в верхних слоях атмосферы, а нисходящее — в нижних, температура которых значительно выше, а поправка на неизотермичность меньше. Принципиально важным обстоятельством при этом является то, что объемная концентрация кислорода с высотой в тропосфере фактически не изменяется. В линии поглощения H_2O на $\lambda = 1{,}35$ см ($\nu = 22{,}26$ ГГц) поправка на неизотермичность как для нисходящего, так и для восходящего излучения в целом уменьшается, незначительно возрастая лишь в центре линии. Обусловлено это тем, что и в том, и в другом случае на склонах линии излучение формируется

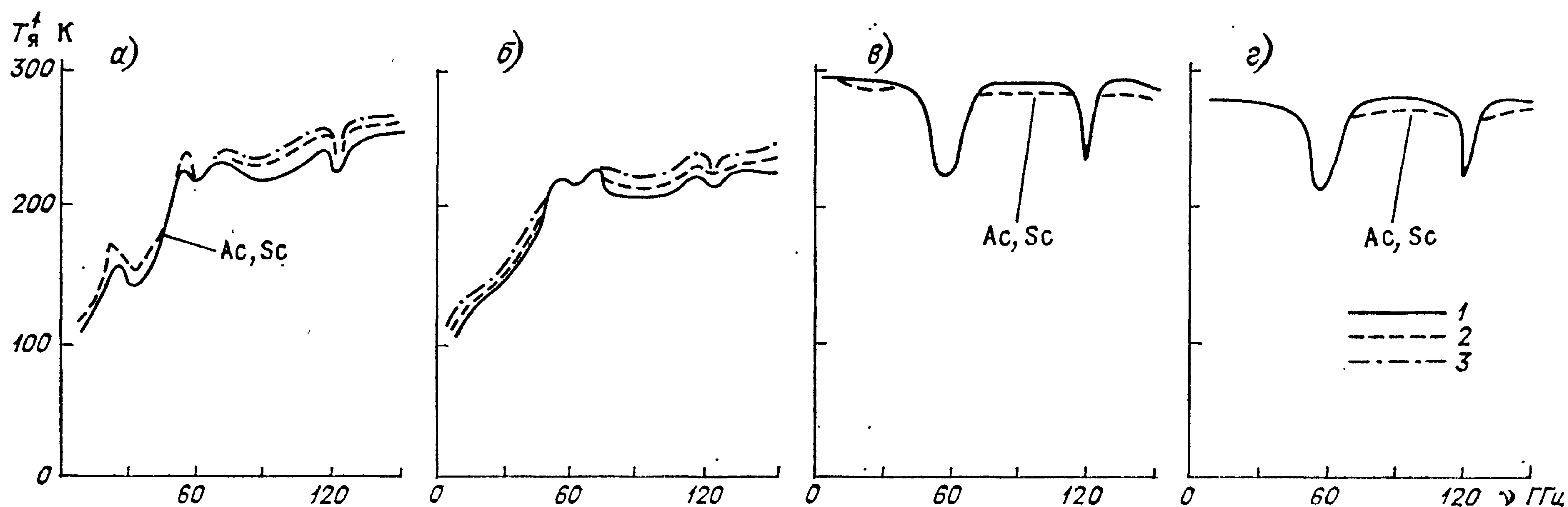


Рис. 24.8.7. Радиояркостная температура восходящего излучения ($T_я^{\uparrow}$) системы атмосфера—подстилающая поверхность для лета (*а*, *в*) и зимы (*б*, *г*.)

а, *б* — гладкая водная поверхность; *в*, *г* — сухая почва с растительностью. Усл. обозначения *1—3* см. рис. 24.8.5.

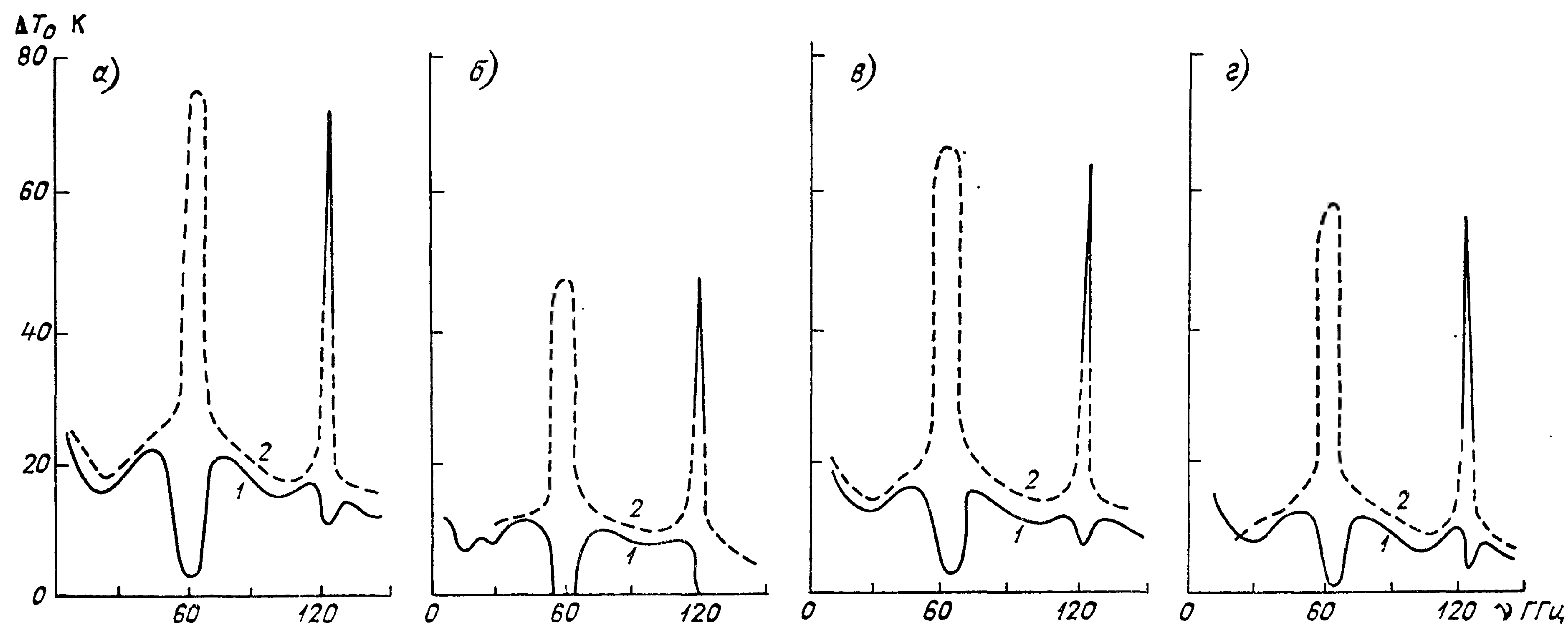


Рис. 24.8.8. Средние климатические значения поправок (ΔT_0) на изотермичность атмосферы для лета (*а*, *в*) и зимы (*б*, *г*).

а, *б* — безоблачная атмосфера; *в*, *г* — слоисто-кучевые облака; *1* — нисходящее излучение, *2* — восходящее.

в нижних слоях атмосферы, где сосредоточено основное количество водяного пара, а в центре линии оно формируется в более высоких слоях.

Угломестная зависимость радиотеплового излучения. Рисунки 24.8.9 и 24.8.10 иллюстрируют угломестную зависимость

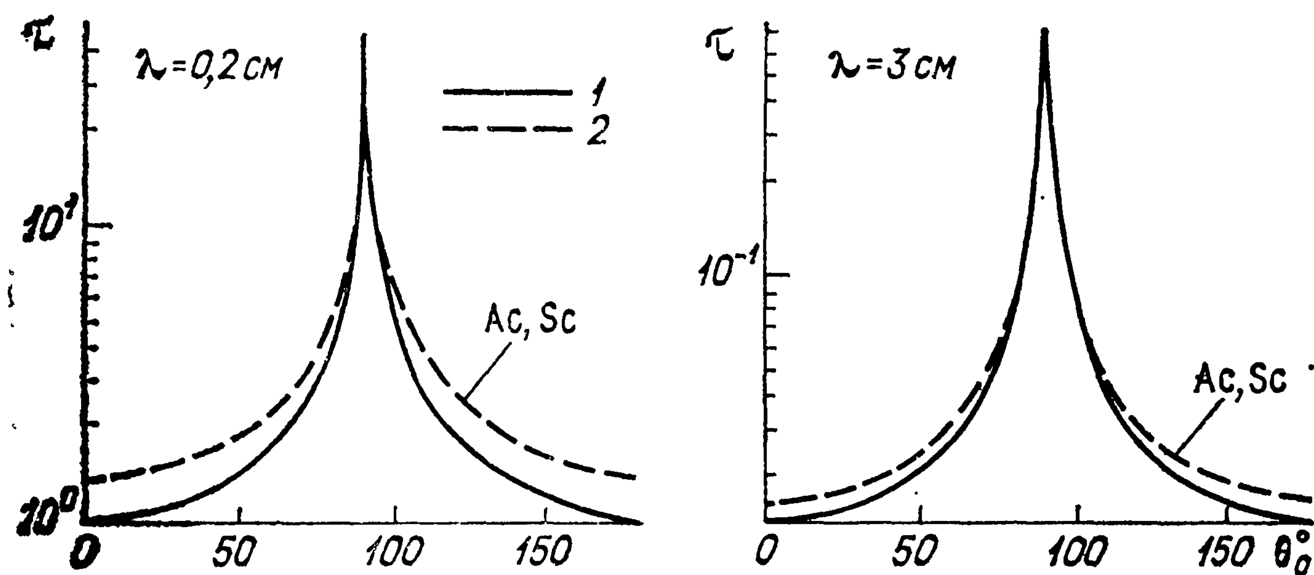


Рис. 24.8.9. Угломестная зависимость оптической толщины атмосферы для лета при высоте приемника 40 м.

1 — горизонтальная поляризация, *2* — вертикальная.

оптической толщины атмосферы и яркостной температуры радиотеплового излучения для высоты 40 м при измерениях над водной поверхностью. При $\theta > 90°$ наблюдается различие в яркостных температурах радиотеплового излучения при различных поляризациях (при моделировании учтена рефракция и сферичность поверхности Земли).

Радиолокационная отражаемость, высота границ и площадь радиоэха. В рэлеевском приближении радиолокационная отражаемость (в дальнейшем — отражаемость) облаков и осадков определяется выражением [9]:

$$Z_{\text{р}} = \frac{\lambda^4}{\pi^5} \cdot \eta, \qquad (24.8.13)$$

где λ — длина волны метеорологического радиолокатора (МРЛ), η — см. ниже.

Можно показать, что отражаемость $Z_{\text{р}}$ с физической точки зрения может интерпретироваться как средняя сумма возведенных в шестую степень диаметров отражающих частиц в единице объема. Отсюда исходя из микрофизических свойств облаков и осадков получаем, что диапазон изменения $Z_{\text{р}}$ находится в пределах от $Z_{\min} = 10^{-5}$ мм^6/м^3 до $Z_{\max} = 10^7$ мм^6/м^3.

В практике радиолокационных метеонаблюдений отражаемость облаков и осадков выражают в мм^6/м^3 или дБZ относительно $Z_{\text{р}0} = 1$ мм^6/м^3. Связь между отражаемостями, выраженными в различных единицах, описывают следующие формулы:

$$1 \text{ мм}^6/\text{м}^3 = 10^{-18} \text{ м}^3 = 10^{-12} \text{ см}^3,$$

$$Z_{\text{р}} \, [\text{дБ}Z] = 10 \lg (Z_{\text{р}}/Z_{\text{р}_0}),$$

$$Z_{\text{р}} [\text{мм}^6/\text{м}^3] = 10^{0,1 Z_{\text{р}}} \, [\text{дБ}Z].$$

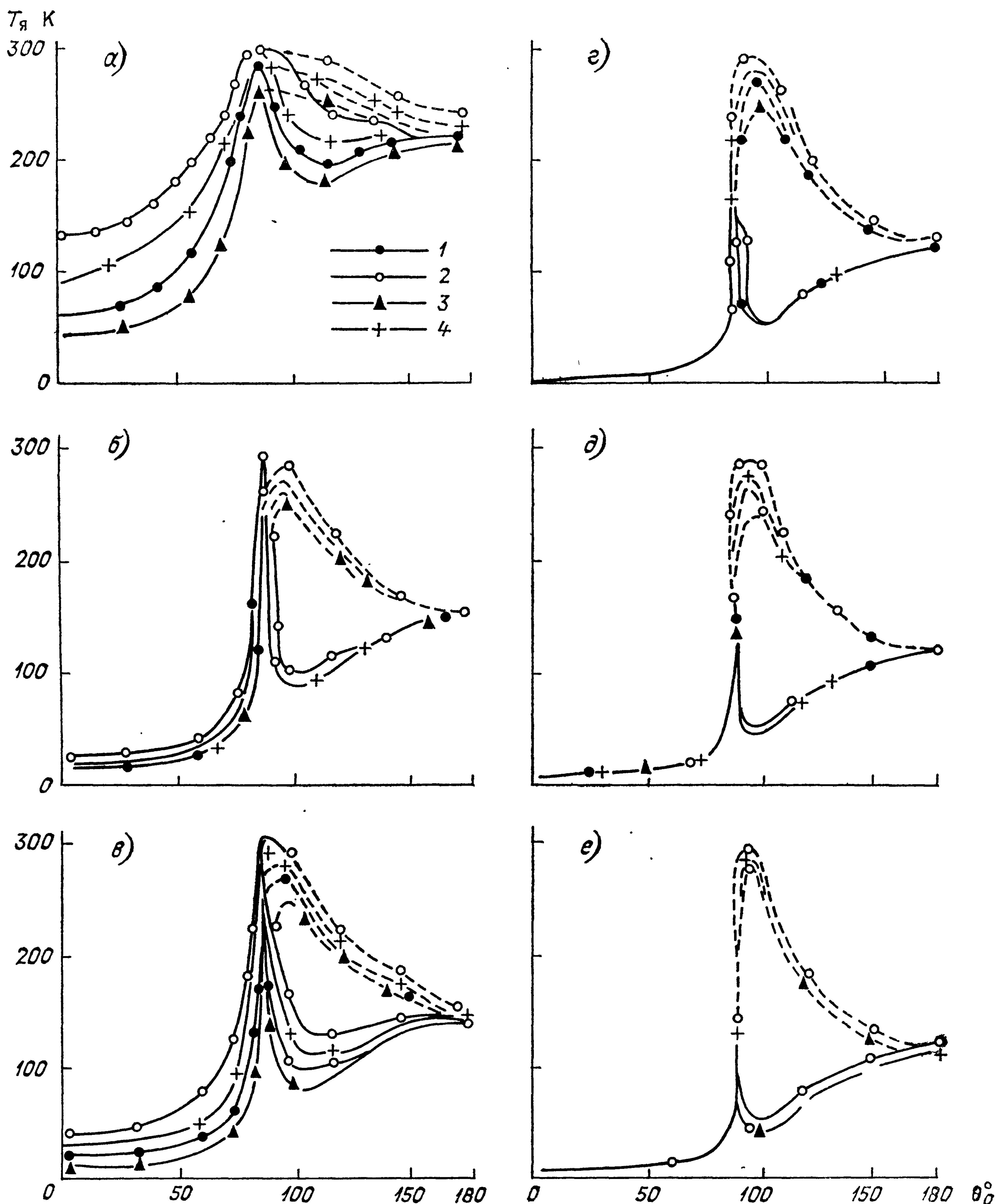


Рис. 24.8.10. Зависимость радиояркостной температуры безоблачной атмосферы от зенитного угла для разных значений λ.

а — 0,2 см; *б* — 0,86 см; *в* — 1,35 см; *г* — 2 см; *д* — 3 см; *е* — 5 см; *1* — весна, *2* — лето, *3* — осень, *4* — зима. Сплошные кривые соответствуют горизонтальной поляризации, штриховые — вертикальной.

Когда Z_p определяется не через диаметр, а через радиус частиц, то отражаемость обозначается через Z_a:

$$Z_a = Z_p/64,$$

или

$$Z_a\ [\text{дБ}\ Z] = Z_p\ [\text{дБ}Z] - 18. \qquad (24.8.14)$$

Эквивалентная радиолокационная отражаемость $Z_э$. Отражаемость можно получать на основании микрофизических измерений распределений частиц осадков по размерам и на основании радиолокационных измерений с помощью уравнения радиолокации:

$$\overline{P}_{пр} = K_з \frac{P_0 G_0^2 \theta_0 \varphi_0 \beta(\pi)}{4^5 \ln 2\pi^2 R^2} \exp\left(-2\int_0^{R_0} \alpha(Z)\, dZ\right), \qquad (24.8.15)$$

где $\overline{P}_{пр}$ и P_0 — средняя мощность принятого сигнала и мощность передатчика МРЛ соответственно; G_0 — коэффициент усиления антенны; θ_0 и φ_0 — углы, представляющие диаграмму направленности по уровню половинной мощности; R_0 — расстояние от МРЛ до зондируемого объема; $K_з$ — коэффициент заполнения исследуемого объема отражающими частицами; α и $\beta(\pi)$ — объемные коэффициенты ослабления и обратного рассеяния соответственно (см. п. 24.1.3) ($\beta(\pi)$ в радиолокационной литературе часто обозначают через η ($м^{-1}$) и называют *удельной эффективной поверхностью обратного радиолокационного рассеяния*).

Метеорологические радиолокаторы работают в миллиметровом, сантиметровом и дециметровом диапазонах. При этом для частиц облаков во всех диапазонах выполняются условия рэлеевского приближения. Для частиц осадков условия рэлеевского приближения, вообще говоря, не выполняются уже в миллиметровом диапазоне.

Уравнение (24.8.15) справедливо только в случае некогерентного рассеяния. По мнению автора [76], частицы могут рассеивать излучение в обратном направлении когерентно.

Когда отражаемость получают с помощью МРЛ, вводят понятие эквивалентной отражаемости $Z_э$ (или Z_e — в иностранной литературе). Эквивалентная отражаемость облаков и осадков — величина, характеризующая свойства единичного объема в предположении, что отраженный сигнал создается водяными каплями. Величина $Z_э$ определяется формулой

$$Z_э = \frac{\lambda^4 \eta}{\pi^5 \left|\dfrac{m^2-1}{m^2+2}\right|^2}, \qquad (24.8.16)$$

где m — комплексный показатель преломления водяных частиц (см. табл. 24.6.1), для которых $\left|\dfrac{m^2-1}{m^2+2}\right|^2 = \kappa_в^2 \approx 0{,}93$. Для льда $\kappa_л^2 = 0{,}176 \ldots 0{,}208$ [9].

С учетом диапазона изменения $\kappa_л^2$ для ледяных частиц получаем следующие выражения:

в единицах $мм^6/м^3$

$$Z_э = (0{,}189 \ldots 0{,}224)\, Z_p,$$

в единицах дБZ

$$Z_э = Z_p - (7{,}2 \ldots 6{,}5). \qquad (24.8.17)$$

Для частиц, отличных от рэлеевских, для Z_p ($мм^6/м^3$) имеем следующую формулу [19]:

$$Z_p = 3{,}52 \cdot 10^9 \eta \lambda^4, \qquad (24.8.18)$$

где η — в $см^{-1}$, λ — в сантиметрах.

С помощью функции распределения частиц осадков по размерам Маршалла—Пальмера расчетным путем была получена зависимость между Z_p и интенсивностью I дождя:

$$Z_p = AI^B \approx 220 I^{1{,}6}, \qquad (24.8.19)$$

где Z_p — в $мм^6/м^3$, I — в мм/ч.

Однако проведенные в разных районах земного шара проверки соотношения Z_p—I показали, что коэффициенты A и B изменяются в широких пределах и зависят от многочисленных факторов, и в первую очередь от типа осадков и особенностей синоптических процессов в районе наблюдений.

За *высоту верхней (нижней) границы* отображения радиоэха облаков принимается максимальная (минимальная) высота их радиоэха, определенная на индикаторах МРЛ.

Следует отметить, что границы облачности, определяемые с помощью радиолокации, практически никогда не совпадают с наблюдаемыми визуально.

Радиолокационные границы облаков — это геометрическое место точек, где $Z_p = Z_{p\,min}(R_0)$ (здесь $Z_{p\,min}(R_0)$ — пороговое значение отражаемости, R_0 — расстояние от облака до МРЛ).

Иногда за верхнюю границу радиоэха облаков принимают высоту изолинии отражаемости $Z_э = 30$ дБZ или $Z_э = 23$ дБZ. Однако в подавляющем большинстве исследований за высоту H облаков принимают высоту контура изоэха с $Z_p = Z_{p\,min}$. Максимальный радиус R_{max}, в котором производится измерение высоты кучево-дождевых облаков, зависит от технических параметров и длины волны МРЛ. Например, для МРЛ типа WSR-57 это $R_{max} \approx 225$ км, для МРЛ-1 и МРЛ-2 $R_{max} \approx 180$ км, для облаков слоистых форм R_{max} заметно меньше и не превосходит 20 км.

Из-за эффекта осреднения диаграммой направленности антенны МРЛ областей с неравномерным распределением Z_p в верхней части облака всегда выполняется неравенство $Z_э < Z_p$. Следовательно, для уверенного измерения высоты верхней границы облака с помощью МРЛ значение отражаемости Z_p, полученное по результатам микрофизических исследований на вершине облака, должно быть примерно на 5 дБZ больше уровня $Z_{min}(R)$. Высота визуальной верхней границы Cb может оказаться меньше высоты верхней границы радиоэха Cb, если за счет восходящих потоков будет существовать выброс из облака крупных частиц диаметром больше 500 мкм.

Примерно 40—50 % слоистообразной облачности не обнаруживается МРЛ и не дает радиоэха. Границы наблюдаемых на МРЛ слоистообразных облаков, как правило, занижаются, причем нижние границы за счет выпадения частиц осадков, а верхние — из-за недостаточной концентрации и малых размеров частиц в таких облаках.

В зависимости от способа измерений высоты верхней границы радиоэха на индикаторах МРЛ для ее расчета используются следующие формулы:

$$H = R_0 \sin\varphi_0 + \xi_н R_0^2 + h_0, \qquad (24.8.20)$$

$$H = R_0 \sin\varphi_0 + \xi_н R_0^2 - (\theta_0 R_0/2) + h_0, \qquad (24.8.21)$$

где H — высота облаков над уровнем моря; h_0 — высота установки антенны МРЛ над уровнем моря; φ_0 — угол возвышения антенны МРЛ; R_0 — удаление радиоэха наблюдаемого облака от МРЛ; $\xi_н = 6 \cdot 10^{-5}$ $км^{-1}$ — коэффициент, учитывающий влияние нормальной рефракции радиоволн в атмосфере (см. п. 24.3.3).

Под *площадью* (S) *радиоэха облаков и осадков* понимают площадь радиоэха облаков и осадков при заданных параметрах МРЛ в радиусе ее обнаружения; площадь радиоэха ограничивается внешним контуром, на котором $Z_э$ составляет 18, 23 или 30 дБZ. В каждом конкретном случае оговаривается, что понимается под площадью осадков, измеренных на МРЛ. Однако часто границей площади S является изолиния $Z_p = Z_{min}(R_м)$, где $R_м$ — максимальный радиус обзора МРЛ при заданных технических параметрах.

24.9. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

24.9.1. Статистические характеристики оптических неоднородностей в атмосфере

Турбулентная атмосфера представляет собой оптически неоднородную среду, в которой показатель преломления воздуха испытывает случайные флуктуации. Эти флуктуации вызывают искажение распространяющихся через атмосферу световых волн. Флуктуационные помехи ограничивают возможности оптических наблюдений в атмосфере (астрономия, геодезия, оптическая связь, локация и др.). Особенно сильно проявляется влияние турбулентности при распространении в атмосфере пространственно ограниченных пучков излучения лазеров. При этом чем меньше расходимость излучения или чем выше его пространственная и временная когерентность, тем в большей степени сказывается влияние турбулентности на флуктуации параметров световых пучков — интенсивности, поперечных размеров пучка, когерентности, направлении распространения и др.

Флуктуации показателя преломления воздуха практически полностью обусловлены флуктуациями температуры. Связь между флуктуациями показателя преломления $n' = n - \langle n \rangle$ и флуктуациями температуры $T' = T - \langle T \rangle$ в оптическом диапазоне длин волн излучения можно описать формулой [23]

$$n' = \frac{10^{-6}p}{\langle T \rangle^2}\left(77{,}6 - \frac{0{,}6}{\lambda^2}\right)T', \qquad (24.9.1)$$

где p — атмосферное давление (гПа); T — температура воздуха (К); $\langle n \rangle$ и $\langle T \rangle$ — средние значения показателя преломления и температуры соответственно. Вследствие пропорциональности флуктуаций n' и T' статистические характеристики этих величин можно считать подобными, и при рассмотрении влияния флуктуаций показателя преломления на статистические характеристики флуктуаций оптического излучения в атмосфере для описания структуры турбулентности можно использовать известные сведения о поле флуктуаций температуры воздуха в атмосфере.

Случайное поле флуктуаций температуры в турбулентной атмосфере для широкого диапазона масштабов турбулентных неоднородностей можно считать локально однородным и изотропным. В соответствии с этим для структурной функции флуктуаций температуры в атмосфере справедлив «закон $^2/_3$» Колмогорова—Обухова [70]:

$$D_T(l) = \left\langle \left[T'(l_0 + l) - T'(l_0)\right]^2 \right\rangle = c_T^2 l^{2/3}, \qquad (24.9.2)$$

где c_T^2 — структурная характеристика флуктуаций температуры, характеризующая интенсивность турбулентности; l — расстояние между точками наблюдения, ограничиваемое диапазоном масштабов неоднородностей (инерционным интервалом) $l_0 \ll l \ll L_0$, l_0 и L_0 — внутренний и внешний масштабы турбулентности соответственно. В приземном слое атмосферы до высоты порядка нескольких десятков метров внутренний масштаб турбулентности l_0 составляет 0,1—1 мм, а внешний масштаб L_0 равен $0{,}4h$, где h — высота над поверхностью Земли [23]. В соответствии с выражением (24.9.1) флуктуации n также описываются «законом $^2/_3$», а связь между структурной характеристикой флуктуаций показателя преломления c_n^2 и величиной c_T^2 выражается соотношением

$$c_n^2 = \left[\frac{10^{-6}p}{\langle T \rangle^2}\left(77{,}6 - \frac{0{,}6}{\lambda^2}\right)\right]^2 c_T^2. \qquad (24.9.3)$$

Величина c_n^2 в приземном слое атмосферы может изменяться в широком диапазоне значений в зависимости от условий местности, времени года, времени суток и условий стратификации атмосферы [23]. Так, над равнинной поверхностью в летнее время ночью при устойчивой и безразличной стратификации атмосферы значения c_n^2 составляют 10^{-19}—10^{-17} см$^{-2/3}$ (слабо развитая турбулентность). Днем в летнее время при безразличной стратификации $c_n^2 = 10^{-15} \ldots 10^{-16}$ см$^{-2/3}$, а в условиях сильно развитой турбулентности при неустойчивой стратификации атмосферы значение c_n^2 может достигать 10^{-13} см$^{-2/3}$. Для зимы типичны значения $c_n^2 = 10^{-17} \ldots 10^{-15}$ см$^{-2/3}$. С увеличением высоты над поверхностью Земли значение c_n^2 убывает [23]. Структурная функция для локально однородного и изотропного поля флуктуаций связана с трехмерной спектральной плотностью $\Phi_n(\varkappa_в)$ соотношением

$$D_n(l) = 8\pi \int_0^\infty \varkappa_в^2 \Phi_n(\varkappa_в)\left(1 - \frac{\sin \varkappa_в l}{\varkappa_в l}\right) d\varkappa_в, \qquad (24.9.4)$$

где $\varkappa_в$ — см. ниже.

Если поле флуктуаций n' статистически однородно и изотропно, то существует корреляционная функция

$$B_n(l) = \langle n'(l_0 + l)\, n'(l_0) \rangle = \frac{1}{2}\left(D_n(\infty) - D_n(l)\right), \qquad (24.9.5)$$

связанная с трехмерным спектром соотношением

$$B_n(l) = 4\pi \int_0^\infty \varkappa_в^2 \Phi_n(\varkappa_в) \frac{\sin \varkappa_в l}{\varkappa_в l}\, d\varkappa_в. \qquad (24.9.6)$$

Для локально изотропной турбулентности трехмерный спектр, соответствующий «закону $^2/_3$», описывается следующим образом:

$$\Phi_n(\varkappa_в) = 0{,}132 c_n^2 \varkappa_в^{-11/3}, \qquad (24.9.7)$$

где диапазон волновых чисел $\varkappa_в$ ограничен инерционным интервалом волновых чисел:

$$\varkappa_0 = 2\pi/L_0 \ll \varkappa_в \ll \varkappa_m = 5{,}92/l_0. \qquad (24.9.8)$$

Флуктуации параметров оптического излучения обусловлены в основном турбулентными неоднородностями, попадающими в инерционный интервал. Однако в ряде случаев на характеристики флуктуаций излучения могут оказывать влияние и неоднородности, не входящие в инерционный интервал волновых чисел. В тех случаях, когда необходимо учитывать влияние турбулентных неоднородностей, размеры которых выходят за пределы инерционного интервала, используются различные модельные описания спектра турбулентности. Наиболее часто при расчетах статистических характеристик флуктуаций оптического излучения спектр $\Phi_n(\varkappa_в)$ описывается формулой

$$\Phi_n(\varkappa_в) = 0{,}132 c_n^2 \left(\varkappa_в^2 + \varkappa_0^2\right)^{-11/6} \exp\left(-\frac{\varkappa_в^2}{\varkappa_m^2}\right), \qquad (24.9.9)$$

которая совпадает с формулой для спектра $\Phi_n(\varkappa_в)$ в инерционном интервале волновых чисел (24.9.7) и учитывает конечность размеров внешнего ($L_0 = 2\pi/\varkappa_0$) и внутреннего ($l_0 = 5{,}92/\varkappa_m$) масштабов турбулентности в атмосфере.

24.9.2. Флуктуации интенсивности излучения

Пусть источник света на входе в турбулентную среду излучает в направлении оси z световую волну с распределением поля в плоскости, перпендикулярной направлению распространения:

$$u(z = 0,\ \mathbf{r}) = u_0 \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{2a^2} - \frac{ik\mathbf{r}^2}{2F}\right), \qquad (24.9.10)$$

где a — радиус светового пучка; F — радиус кривизны светового фронта на излучающей апертуре источника света; $k = 2\pi/\lambda$; $\mathbf{r}$ — расстояние от оси пучка. Пучок света с распределением поля вида (24.9.9) после прохождения трассы длиной z будет сфокусированным, если $z/F = 1$, параллельным при $z/F = 0$ и расходящимся при $z/F < 0$. Дифракционный режим излучения источника света на трассе заданной длины z принято характеризовать числом Френеля $\Omega_1 = ka^2/z$. При $\Omega_1 \ll 1$ источник света излучает сферическую волну, а при $\Omega_1 \gg 1$ — плоскую. При промежуточных значениях Ω_1 пучок света считается пространственно ограниченным. На входе в турбулентную среду (при $z = 0$) распределение интенсивности в поперечном сечении светового пучка в соответствии с (24.9.10) имеет вид

$$I(0,\ \mathbf{r}) = I_0 \exp(-\mathbf{r}^2/a^2). \qquad (24.9.11)$$

Исследования показывают, что закон распределения флуктуаций интенсивности света при распространении в турбулентной атмосфере весьма близок к логарифмически нормальному закону. Распределение плотности вероятностей при этом зависит от среднего значения логарифма интенсивности (уровня) $\langle \ln I \rangle$ и дисперсии этого уровня $\sigma^2 = \langle (\ln I - \langle \ln I \rangle)^2 \rangle$:

$$\rho(I) = \frac{1}{I\sigma\sqrt{2\pi}} - \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2}(\ln I - \langle \ln I \rangle)^2\right]. \qquad (24.9.12)$$

Величины $\langle \ln I \rangle$ и σ^2 связаны со средней интенсивностью $\langle I \rangle$ и относительной дисперсией флуктуаций интенсивности $\sigma_I^2 = \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle / \langle I^2 \rangle$ следующим образом:

$$\sigma^2 = \ln\left(1 + \sigma_I^2\right), \qquad (24.9.13)$$

$$\langle \ln I \rangle = \ln \langle I \rangle \left(1 + \sigma_I^2\right)^{-1/2}. \qquad (24.9.14)$$

Дисперсия флуктуаций интенсивности при распространении светового пучка через турбулентную среду определяется интенсивностью турбулентности (характеризуемой величиной c_n^2) и зависит от условий распространения светового пучка на трассе — условий фокусировки излучения (характеризуемых соотношением z/F), режима дифракции на излучающей апер-

туре (определяемого параметром Ω_1). Различают режимы слабых и сильных флуктуаций интенсивности, определяемые величиной $\beta_0^2 = 1{,}23 c_n^2 k^{7/6} z^{11/6}$, характеризующей турбулентные условия распространения света на трассе. При $\beta_0^2 < 1$ (слабые флуктуации) дисперсия флуктуаций интенсивности возрастает пропорционально β_0^2, при некоторых значениях β_0^2 (зависящих от режимов дифракции и условий фокусировки пучка) достигает максимума (фокус флуктуаций) и при $\beta_0^2 \gg 1$ с дальнейшим ростом β_0^2 медленно убывает до некоторого постоянного значения. Последний случай называют режимом насыщения или режимом сильных флуктуаций.

При средней интенсивности турбулентности в атмосфере $\left(c_n^2 = 10^{-16}\ \text{см}^{-2/3}\right)$ режим сильных флуктуаций интенсивности излучения видимого диапазона длин волн реализуется на приземных трассах длиной свыше 3 км, а при сильно развитой турбулентности $\left(c_n^2 = 10^{-14}\ \text{см}^{-2/3}\right)$ — на трассах длиной более 200 м.

Для относительно коротких трасс, для которых выполняется условие $\sqrt{\lambda z} \ll l_0$, дисперсия флуктуаций интенсивности определяется величиной внутреннего масштаба турбулентности l_0. Так, в режиме слабых флуктуаций

$$\sigma_I^2 = \begin{cases} 12{,}8 c_n^2 z^3 l_0^{-7/3} & \text{при } \Omega_1 \gg 1 \text{ (плоская волна)}, \\ 4{,}8 c_n^2 z^3 l_0^{-7/3} & \text{при } \Omega_1 \ll 1 \text{ (сферическая волна)}. \end{cases} \tag{24.9.15}$$

В режиме сильных флуктуаций и при выполнении условия $c_n^2 k^2 z l_0^{5/3} \geqslant 1$ уровень насыщения дисперсии флуктуаций также зависит от величины l_0: с увеличением l_0 уровень насыщения флуктуаций возрастает. Наибольшее влияние изменения σ_I^2 оказывают при этом на пространственно ограниченные пучки, когда $\beta_0^{12/5} \gg \Omega_1 \gg \beta_0^{-12/5}$. Так, для параллельного пучка ($z/F = 0$) при $\Omega_1 \approx 1$ величина σ_T^2 увеличивается от 1 до 4 при изменении отношения a/l_0 от 0 до 0,3.

Таблица 24.9.1

Дисперсия флуктуаций интенсивности при $\sqrt{\lambda z} \gg l_0$

Режим флуктуаций	Плоская волна	Сферическая волна
Слабые флуктуации ($\beta_0^2 \ll 1$)	β_0^2	$3/8\beta_0^2$
Сильные флуктуации ($\beta_0^2 \gg 1$)	$1 + 0{,}86\beta_0^{-4/5}$	$1 + 2{,}8\beta_0^{-4{,}5}$
Фокус флуктуаций	$\sigma_I^2 = 1\ldots2$ при $\beta_0^2 \approx 1$,	$\sigma_I^2 = 2\ldots4$ при $\beta_0^2 \approx 2$

На приземных атмосферных трассах для оптического диапазона длин волн излучения практически всегда реализуется условие $\sqrt{\lambda z} \gg l_0$. Для этого случая значения дисперсии флуктуаций интенсивности в параллельном световом пучке приведены в табл. 24.9.1. Для ограниченного слабо расходящегося параллельного или сфокусированного пучка дисперсию флуктуаций интенсивности можно оценить по следующим формулам [54]:

$$\sigma_I^2 = \begin{cases} 1{,}4\Omega_1^{-7/6}\beta_0^2 & \text{при } \beta_0^2 \ll 1,\ \beta_0^2 \ll \Omega_1^{3/5}, \\ 1 + 2{,}7\Omega_1^{-1/3}\beta_0^{-4/5} + 6{,}04\beta_0^{-4/5} & \\ & \text{при } \beta_0^2 \gg 1,\ \beta_0^{12/5} \gg \Omega_1 \gg \beta_0^{-12/5}, \\ 2 \ldots 4 & \text{при } \Omega_1\beta_0^2 = 2 \ldots 3. \end{cases} \tag{24.9.16}$$

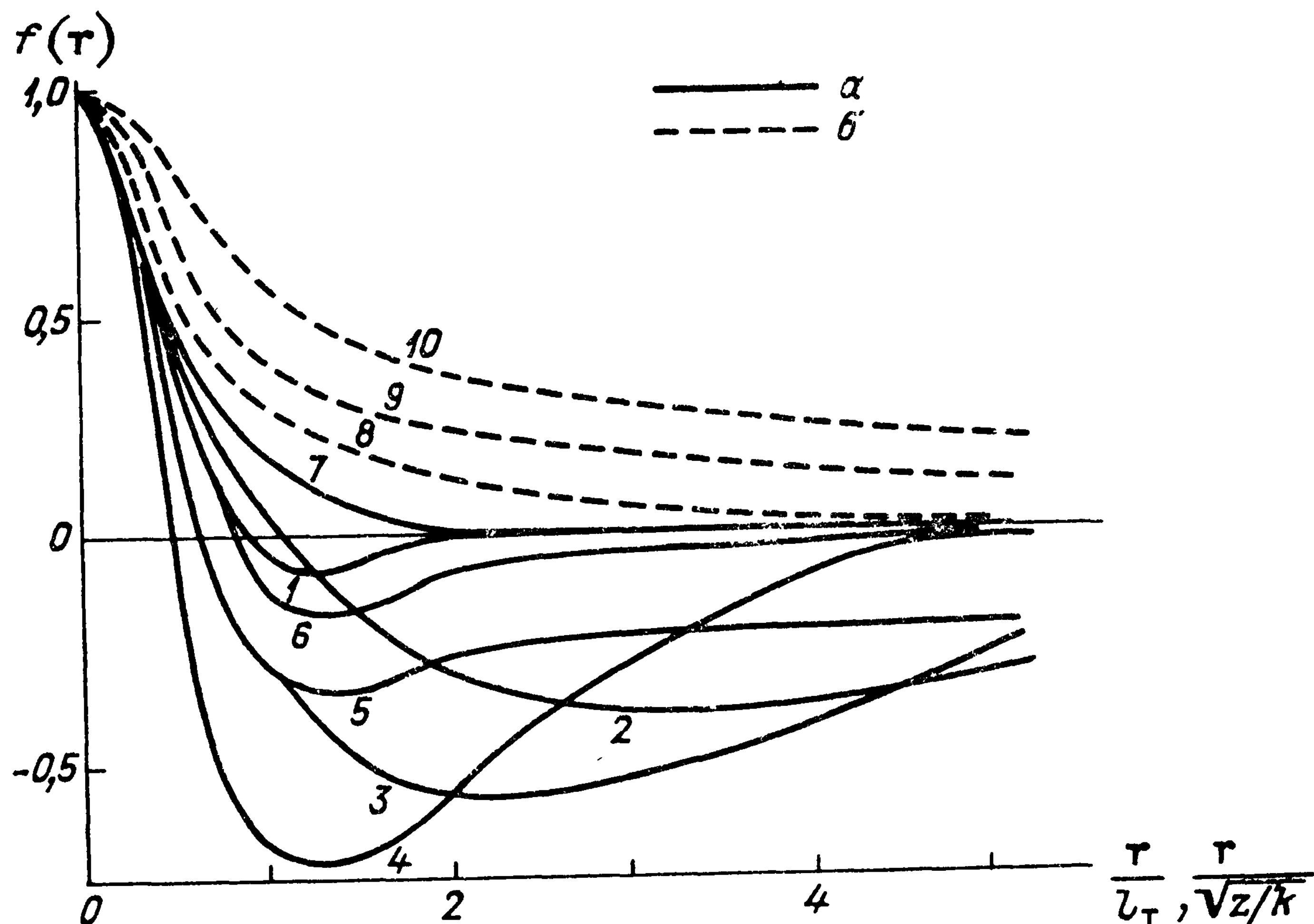


Рис. 24.9.1. Корреляционные функции флуктуаций интенсивности параллельного пучка излучения в режиме слабых (*а*) и сильных (*б*) флуктуаций.

Кривая	1	2	3	4	5	6	7
Ω	0	0,1	0,2	1	4	10	∞

Кривая	8	9	10
Ω	≫1	≫1	≫1
β_0^2	10	48	1600

Вид корреляционной функции флуктуаций интенсивности определяется режимом флуктуаций и зависит от параметра β_0^2. В режиме слабых флуктуаций пространственный масштаб флуктуаций интенсивности равен $\max\left(\sqrt{\lambda z}, l_0\right)$ При сильных флуктуациях пространственный масштаб флуктуаций интенсивности определяется параметром $l_\text{т} = \left(0{,}4 c_n^2 k^3\right)^{-3/11}$, величина которого на приземных атмосферных трассах в условиях сильно развитой турбулентности $\left(c_n^2 = 10^{-14}\ \text{см}^{-2/3}\right)$ имеет порядок 1 см. Примеры нормированных пространственных корреляционных функций (коэффициентов корреляции) при различных режимах распространения световых пучков приводятся на рис. 24.9.1. Как видно из рисунка, в режиме слабых флуктуаций вид корреляционных функций флуктуаций интенсивности зависит от режима дифракции и фокусировки светового пучка на трассе, а в режиме насыщения, кроме того, от интенсивности турбулентности (величины c_n^2).

Характерный временной масштаб изменения интенсивности пучка в турбулентной атмосфере определяется временем переноса оптических неоднородностей с размерами порядка масштаба корреляции интенсивности через точку наблюдения. На рис. 24.9.2 приводятся нормированные временные энергетические спектры флуктуаций интенсивности $U = \omega S(\omega)/\sigma_I^2$ (где $S(\omega)$ — временна́я спектральная плотность флуктуаций) в зависимости от безразмерной частоты $\Omega = \omega\rho_\text{к}/v_\perp$ (где ω — частота; $v_\perp$ — перпендикулярная трассе составляющая скорости ветра; $\rho_\text{к}$ — масштаб корреляции: $\rho_\text{к} = \sqrt{L/k}$ при $\beta_0^2 \ll 1$ и $\rho_\text{к} = l_T$ при $\beta_0^2 \gg 1$). Как видно из рисунка, в режиме слабых флуктуаций временной спектр флуктуаций — одномодальный с максимумом на характерной частоте $\omega = v_\perp \sqrt{k/L}$. Таким образом, характерная временна́я частота флуктуаций интенсивности на реальных атмосферных трассах длиной порядка 1 км при типичной скорости ветра в приземном слое 2—6 м/с составляет 30—100 Гц.

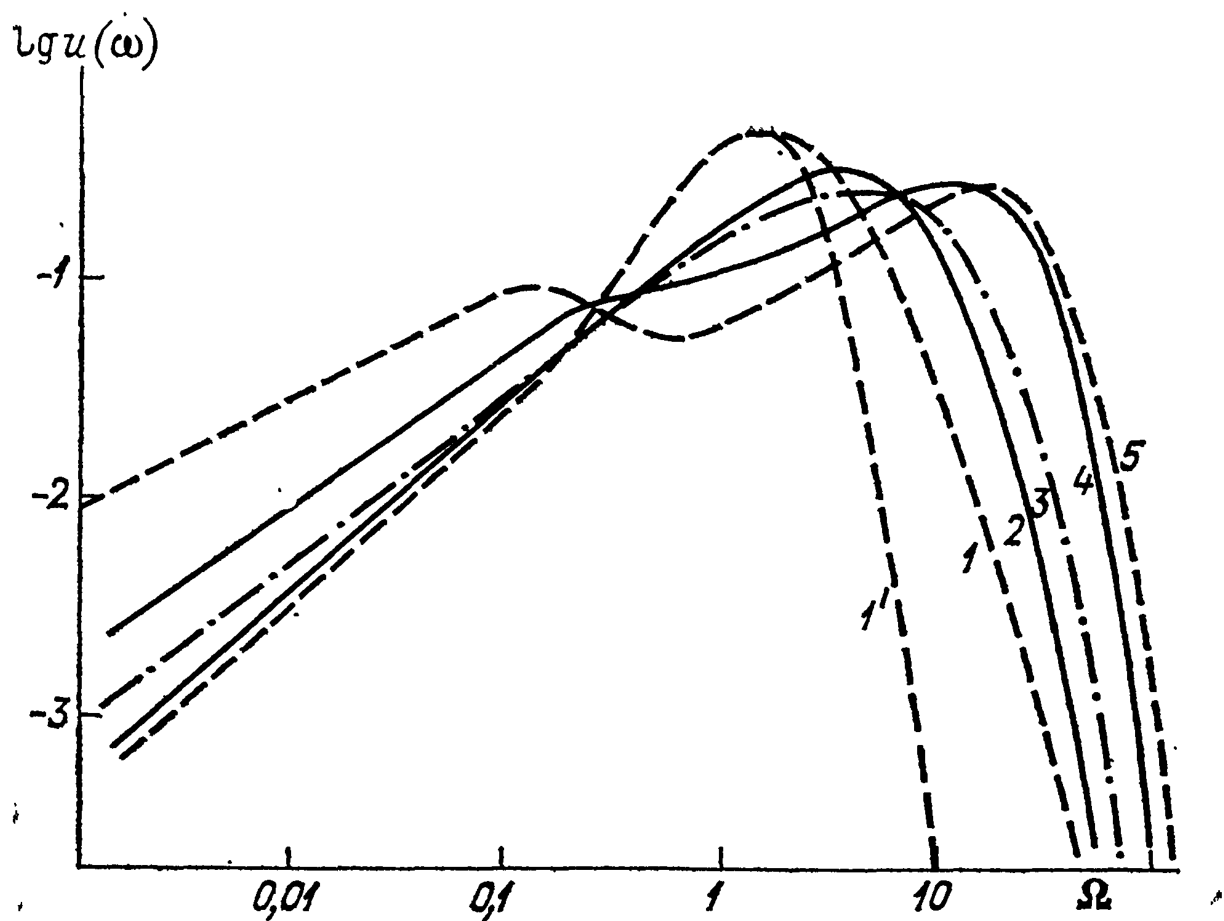


Рис. 24.9.2. Частотные спектры флуктуаций интенсивности параллельного пучка излучения.

Кривая	1	2	3	4	5
β_0^2	<1	3	10	25	200

Кривые 1—5 соответствуют $D=\infty$, кривая $1'=D=\varkappa_m^2 z/k=10^{-2}$.

С ростом величины β_0^2 частотный спектр расширяется в области высоких и низких частот и при $\beta_0^2 \gg 1$ становится двухмодальным с максимумами на частотах $\omega \approx 10 v_\perp / l_T$ и $\omega = 0{,}1 v_\perp / l_T$. В области высоких частот спектральная плотность флуктуаций интенсивности существенно зависит от поведения спектра турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха в области внутреннего масштаба турбулентности. В частности, при уменьшении величины внутреннего масштаба турбулентности l_0 высокочастотная часть спектральной плотности флуктуаций интенсивности смещается в область более высоких частот.

24.9.3. Флуктуации фазы и нарушение когерентности в лазерных пучках

Флуктуации показателя преломления воздуха в турбулентной среде приводят к случайным флуктуациям фазы световой волны, прошедшей среду, что, в свою очередь, приводит к нарушению когерентности излучения. Учет фазовых флуктуаций особенно актуален для лазерных источников света, где когерентность — одно из основных свойств лазерного излучения. Флуктуации фазы определяются как изменения оптической длины пути S в точках волнового фронта распространяющейся волны, разнесенных на некоторое расстояние ρ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.

Статистические свойства флуктуаций фазы описываются структурной функцией, которая имеет следующий вид:

$$D_S(\rho) = \left\langle \left[S\left(\frac{\rho}{2}\right) - S\left(-\frac{\rho}{2}\right) \right]^2 \right\rangle. \qquad (24.9.17)$$

Для оценки величины структурной функции флуктуаций фазы в приземном слое атмосферы можно использовать следующие формулы [23, 70]:

$$D_S(\rho) = b c_n^2 k^2 \begin{cases} 3{,}28 l_0^{-1/3} \rho^2 & \text{при } \rho \ll l_0 \ll \sqrt{\lambda z}, \\ 1{,}46 z \rho^{5/3} & \text{при } \rho \ll \sqrt{\lambda z}, \\ 2{,}92 z \rho^{5/3} & \text{при } L_0 \gg \rho \gg \max\left(\sqrt{\lambda z},\ l_0\right), \\ 2{,}4 L_0^{5/3} & \text{при } \rho \gg L_0, \end{cases} \qquad (24.9.18)$$

где $b = b(\Omega_1)$ — численный коэффициент, слабо зависящий от режима дифракции на излучающей апертуре источника света ($b = 1$ при $\Omega_1 = \infty$, $b = 3/8$ при $\Omega_1 = 0$).

Дисперсия флуктуаций фазы описывается выражением

$$\langle S^2 \rangle = D_S(\infty)/2 = 1{,}2 c_n^2 k^2 z L_0^{5/3}. \qquad (24.9.19)$$

Наибольший вклад в флуктуации фазы вносят крупные оптические неоднородности турбулентной атмосферы, которые относятся к энергетическому интервалу спектра турбулентности. Вследствие этого дисперсия флуктуаций фазы (так же, как и пространственный масштаб флуктуаций) определяется величиной внешнего масштаба турбулентности L_0. Характерное время флуктуаций определяется временем переноса оптических неоднородностей с размерами порядка L_0 через точку наблюдения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения световой волны. Максимум временно́го частотного спектра флуктуаций фазы наблюдается на частоте $\omega \approx v_\perp / L_0$. В низкочастотной области спектра спектральная плотность флуктуаций возрастает до своего максимального значения пропорционально ω, а в высокочастотной области убывает по закону $\omega^{-5/3}$.

Флуктуации фазы световой волны в турбулентной среде приводят к нарушению когерентности — меры статистической связи оптических колебаний в двух разнесенных на некоторое расстояние точках волнового фронта. Для оценки степени пространственной когерентности излучения лазерных источников света используется параметр $g_к = (a_0/a_к)^2$, где a_0 — радиус светового пучка; $a_к$ — радиус когерентности излучения источника света. Для полностью когерентного излучения лазерного источника $g_к = 0$, для некогерентного излучения теплового источника света $g_к \to \infty$, частично когерентное излучение характеризуется конечной величиной $g_к$.

В турбулентной среде когерентность излучения ухудшается, т. е. уменьшается радиус пространственной когерентности излучения после прохождения излучения через среду. Уменьшение радиуса когерентности определяется интенсивностью турбулентности на трассе распространения излучения и зависит от степени когерентности источника излучения на входе в среду (от параметра $g_к$), условий фокусировки излучения (характеризуемых параметром z/F) и режима дифракции на апертуре источника света (параметр Ω_1). Изменение радиуса когерентности в турбулентной атмосфере в зависимости от этих параметров можно рассчитать по следующей формуле [54]:

$$\rho_к = \rho_0 \left[\frac{1 + g_к + \frac{4}{3} q\Omega_1 + \left(1 - \frac{z}{F}\right)^2 \Omega_1^2}{\frac{1}{3}(1 + g_к) + \frac{1}{3} q\Omega_1 + \frac{1}{4}\frac{g_к}{q}\Omega_1 + \left(1 - \frac{z}{F} + \frac{1}{3}\frac{z^2}{F^2}\right)\Omega_1^2} \right]^{1/2}, \qquad (24.9.20)$$

где $\rho_0 = \left(1{,}46\, c_n^2\, k^2 z\right)^{-3/5}$, $q = z/k\rho_0^2$.

В отсутствии турбулентности $\left(c_n^2 = 0\right)$ для некогерентного источника ($g_к = \infty$) из выражения (24.9.20) получаем

$$\rho_к^2 = 2z/ka_0. \qquad (24.9.21)$$

Для турбулентной атмосферы и некогерентного источника находим

$$\rho_к^2 = \frac{3\rho_0^2}{1 + 3\Omega_1/4q}. \qquad (24.9.22)$$

Для полностью когерентного источника ($g_к = 0$), излучающего параллельный световой пучок ($z/F = 0$), имеем

$$\rho_к = \rho_0^2 \frac{3(1 + \Omega^2) + 4q\Omega_1}{1 + 3\Omega^2 + q\Omega_1}. \qquad (24.9.23)$$

В реальных условиях распространения видимого излучения в атмосфере на приземных трассах длиной порядка 1 км радиус когерентности ρ_0 может изменяться в диапазоне 0,5—50 см при изменении величины c_n^2 от 10^{-13} до 10^{-18} см$^{-2/3}$. Как видно из выражения (24.9.23), радиус когерентности плоской волны ($\Omega_1 = \infty$) совпадает с величиной ρ_0, а радиус когерентности сферической волны ($\Omega_1 = 0$) в $\sqrt{3}$ раза превышает это значение.

Одним из способов экспериментального исследования пространственной когерентности излучения является измерение распределения средней интенсивности в фокальной плоскости приемной линзы [23].

24.9.4. Средняя интенсивность и уширение световых пучков

Флуктуации амплитуды и фазы световой волны в турбулентной атмосфере приводят к размыванию профиля средней интенсивности в световом пучке из-за рассеяния на турбулентных неоднородностях, что, в свою очередь, приводит к уширению размеров светового пучка и к ослаблению интенсивности на оси пучка по сравнению с параметрами пучка, которые должны наблюдаться в однородной (без флуктуаций) среде.

Для светового пучка с распределением интенсивности при входе в среду (при $z=0$) вида (24.9.10) по прохождении через турбулентную среду трассы длиной z распределение средней интенсивности в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, имеет вид [54]

$$\langle I(z,\ r)\rangle = \langle I(z,\ 0)\rangle \exp\left(-r^2/a_э^2(z)\right), \quad (24.9.24)$$

где ослабление средней интенсивности в центре пучка описывается формулой

$$\langle I(z,\ 0)\rangle = \frac{I_0}{g^2(z)} f\left(\frac{1}{2} D_S\left(\frac{2a_0}{g(z)}\right)\right). \quad (24.9.25)$$

Здесь I_0 — интенсивность в центре пучка на входе в среду; D_S — структурная функция флуктуаций фазы, вычисляемая по формуле (24.9.18). Функция

$$g^2(z) = \left(1-\frac{z}{F}\right)^2 + \Omega^{-2} + 1{,}5\beta_0^{12/5}\Omega^{-1} \quad (24.9.26)$$

описывает изменение размеров пучка с учетом размывания пучка под влиянием турбулентности (последнее слагаемое в формуле (24.9.26)) в соответствии с формулой

$$a_э(z) = a_0 g(z). \quad (24.9.27)$$

Вид функции $f(x)$ в выражении (24.9.25) приближенно с хорошей точностью описывается формулой

$$f(x) = (1+x^{6/5})^{-1}. \quad (24.9.28)$$

Формулы для расчета средней интенсивности и размеров светового пучка пригодны в случае как слабых, так и сильных флуктуаций интенсивности. Влияние турбулентности на ослабление средней интенсивности и уширение размеров пучка описывается параметром $\beta_0^2 = 1{,}23 c_n^2 k^{7/6} z^{11/6}$ — дисперсией флуктуаций интенсивности излучения.

24.9.5. Случайные смещения световых пучков (случайная рефракция)

Турбулентная среда искажает поле световой волны, что приводит к случайному перераспределению энергии по поперечному сечению пучка света. Это перераспределение проявляется как случайные смещения светового пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. Смещения пучков в турбулентной атмосфере обусловлены в основном флуктуациями фазы. Положение светового пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, характеризуется положением центра тяжести случайного распределения интенсивности:

$$\rho = \frac{1}{F_0}\iint I(\mathbf{r})\,\mathbf{r}\,d^2r, \quad (24.9.29)$$

где F_0 — поток излучения.

Дисперсия смещений центра тяжести пространственно ограниченного пучка света определяется в общем случае интенсивностью турбулентных флуктуаций на трассе, условиями фокусировки и дифракции на передающей апертуре источника света, а также зависит от величины внешнего масштаба турбулентности. Формула для расчета дисперсии флуктуаций смещений имеет вид [54]

$$\sigma_c^2 = 1{,}35 c_n^2 z^3 a_0^{-1/3} f\left(\Omega_1,\ z/F,\ \beta,\ \beta_0\right), \quad (24.9.30)$$

где функция $f(\Omega_1,\ z/F,\ \beta,\ \beta_0)$, описывающая влияние вышеперечисленных параметров на величину случайных смещений, имеет вид

$$f\left(\Omega_1,\ z/F,\ \beta,\ \beta_0\right) = 3\int_0^1 (1-x)^2\left\{g^{-1/3}(xz) - \left[g^2(xz)+\beta\right]^{-1/6}\right\}dx, \quad (24.9.31)$$

где функция $g(x)$ выражается соотношением (24.9.26), а величина параметра $\beta = 2/\varkappa_0^2 a_0^2$ характеризует влияние внешнего масштаба турбулентности L_0 (см. п. 24.9.1) на величину случайных смещений. Для случая широких ($\Omega_1 \gg 1$) сфокусированных пучков ($z/F=1$) при $\beta \gg 1$ в условиях слабых флуктуаций интенсивности $\left(\beta_0^2 \ll 1\right)$ функция $f(\Omega_1,\ z/F,\ \beta,\ \beta_0)$ имеет максимальное значение, равное единице. При этих условиях абсолютное значение смещений световых пучков максимально. Так, на приземных атмосферных трассах длиной порядка 1 км среднеквадратические значения смещений лазерного пучка диаметром 10 см составляют 2,8 мм при слабой турбулентности $\left(c_n^2 = 10^{-16}\ \text{см}^{-2/3}\right)$ и 8,8 см при сильно развитой турбулентности $\left(c_n^2 = 10^{-13}\ \text{см}^{-2/3}\right)$. Для лазерного пучка диаметром 1 см эти значения соответственно увеличиваются в 2,2 раза.

Во всех остальных случаях величина $f(\Omega_1,\ z/F,\ \beta,\ \beta_0) < 1$, что характеризует уменьшение величины смещений при изменении вышеперечисленных параметров.

Пространственный масштаб корреляции случайных смещений также определяется условиями распространения светового пучка на трассе. Для оценки масштаба корреляции смещений в свободной атмосфере, когда реализуется условие $\beta \gg 1$, можно использовать формулу [54]

$$\rho_c = \left[\frac{3}{l}\int_0^l (1-x)^2 a_э^{-1/3}(xz)\right]^{-3}. \quad (24.9.32)$$

Из выражения (24.9.32) следует, что при $\beta \gg 1$ масштабом корреляции смещений является эффективный радиус пучка. В приземном слое атмосферы, когда может реализоваться условие $\beta \leqslant 1$, масштаб корреляции случайных смещений увеличивается. При этом он зависит от величины внешнего масштаба турбулентности, и при $\beta \ll 1$ может превышать рассчитанный по формуле (24.9.32) в $e^3 \approx 20$ раз.

Характерная частота смещений пучка определяется скоростью переноса оптических неоднородностей через диаметр пучка. При этом максимум временной спектральной плотности смещений наблюдается на частоте $\omega = v_\perp/a_0$, а форма спектра в низкочастотной части существенным образом зависит от поведения спектра турбулентности в энергетическом интервале волновых чисел $\varkappa_в < \varkappa_0$. Так, с увеличением внешнего масштаба турбулентности L_0 спектр смещений уширяется в сторону более низких частот. В высокочастотной области спектра уменьшение спектральной плотности смещений определяется формой спектра турбулентности в инерционном интервале.

24.10. ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ И ВИДИМОСТЬ ОБЪЕКТОВ И ОГНЕЙ В АТМОСФЕРЕ

В замутненной атмосфере, где присутствует аэрозоль (атмосферная дымка, туман или облачная среда), излученный или отраженный от объектов свет рассеивается и поглощается в этих средах. Изображение объектов, формируемое распространяющимся от объектов светом, при этом искажается — контраст изображения уменьшается, а распределение яркости изображения размывается. Изменения в изображении объектов, обусловленные влиянием светорассеивающей среды, являются предметом исследования теории переноса изображения, основывающейся на применении аппарата теории линейных систем к формированию изображения оптическими системами и использовании результатов теории переноса излучения в светорассеивающих средах. При этом рассеивающая среда рассматривается как один из элементов системы наблюдения, и ее влияние на перенос изображения можно учесть отдельно от других элементов оптической системы.

24.10.1. Перенос изображений

Во многих практически важных случаях наблюдения объектов в атмосфере оптические системы наблюдения можно с некоторыми ограничениями [29] считать линейными и инвариантными. Для таких систем наблюдения при описании переноса изображения используется математический аппарат Фурье-анализа. Пусть объект наблюдения характеризуется некоторым рспределением яркости $B_0(\mathbf{r})$, где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор точки наблюдения в плоскости объекта, расположенной перпендикулярно направлению визирования. Регистрация изображения (наблюдение) производится через слой рассеивающей среды оптической системой, удаленной от объекта на расстояние L. Тогда распределение освещенности в плоскости формируемого оптической системой изображения можно получить, вычисляя Фурье-преобразование от следующего выражения [26, 29]:

$$S(\nu, L) = F(\nu, L)\, H(\nu)\, S_0(\nu). \qquad (24.10.1)$$

Здесь $S_0(\nu)$ и $S(\nu, L)$ — двумерные преобразования Фурье-распределения яркости объекта $B_0(\nu)$ и наблюдаемого через среду изображения $B(\mathbf{r}, L)$; $H(\nu)$ — оптическая передаточная функция (ОПФ) системы наблюдения, характеризующая степень искажения изображения оптическими элементами; $F(\nu, L)$ — ОПФ слоя рассеивающей среды, определяющая влияние среды на изображение наблюдаемого через нее объекта и являющаяся основной характеристикой для оценки качества переноса изображения в светорассеивающей среде. Если оптическая система и среда, через которую наблюдается объект, не искажают изображение, то $H(\nu)=1$, $F(\nu, L)\equiv 1$ и $S(\nu, L) = S_0(\nu)$, т. е. Фурье-образы объекта и наблюдаемого через среду изображения совпадают. При наличии светорассеяния в среде $|F(\nu, L)| \leqslant 1$ и ОПФ определяет степень искажений, вносимых средой в пространственно-частотный спектр изображения. При наблюдении через рассеивающую среду тест-объекта—миры с синусоидальным распределением яркости определенной пространственной частоты ν ОПФ определяет уменьшение наблюдаемого контраста в изображении миры по сравнению с ее истинным контрастом.

Для расчета ОПФ необходимо решить уравнение переноса излучения от точечного диффузно светящегося источника света через слой светорассеивающей среды. ОПФ является Фурье-преобразованием от распределения освещенности в изображении такого источника. Примеры ОПФ для различных типов облачных сред показаны на рис. 24.10.1. ОПФ

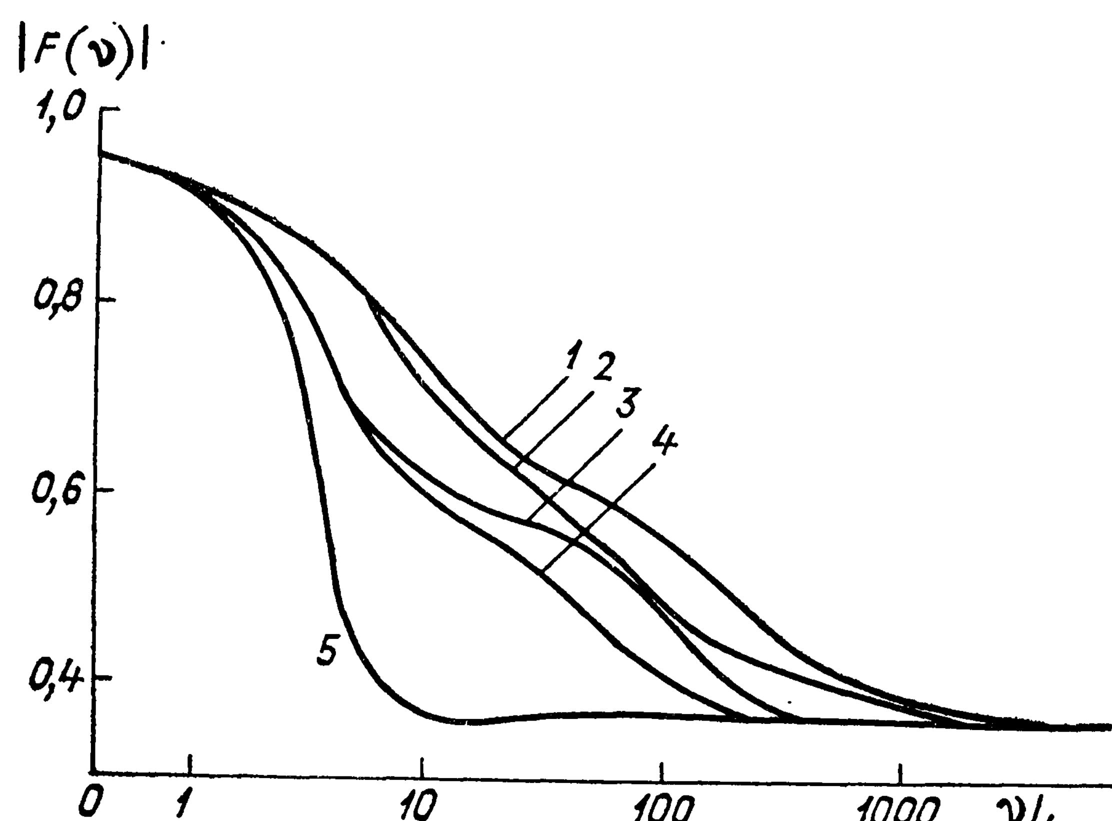


Рис. 24.10.1. ОПФ облачной среды при $\tau=1$.

1, 2 — облако по всей трассе; *3, 4* — тонкий облачный слой ближе к наблюдателю; *1, 3* — $r_м=10$ мкм; *2, 4, 5* — $r_м=4$ мкм.

являются убывающими функциями пространственной частоты, т. е. рассеивающая среда представляет собой фильтр высоких пространственных частот. Форма ОПФ определяется оптической толщиной слоя рассеивающей среды, светорассеивающими свойствами среды (определяемыми ее микроструктурой), положением слоя среды на трассе наблюдения. Зависимость ОПФ от оптической толщины рассеивающего слоя τ с высокой точностью можно описать формулой [29]

$$F(\nu, L) = [F(\nu)]^{\tau}, \qquad (24.10.2)$$

где $F(\nu)$ — соответствующая ОПФ слоя среды с оптической толщиной $\tau = 1$.

Величина ОПФ на всех пространственных частотах для аэрозольных сред с более крупными частицами больше, чем для сред с меньшим размером частиц. Это означает, что искажения изображения объектов, наблюдаемых через относительно крупнокапельные среды (например, туман), меньше, чем при наблюдении через среды с более мелкими частицами (атмосферные дымки). Смещение слоя рассеивающей среды на трассе наблюдения ближе к наблюдателю приводит к уменьшению величины ОПФ на всех пространственных частотах, что означает, в частности, ухудшение качества наблюдаемого через слой изображения в этом слое.

Наклон линии визирования по отношению к плоскости объекта и поверхности слоя рассеивающей среды также влияет на ОПФ и, следовательно, на качество переноса изображения. В этом случае функция $F(\nu, L)$ в формуле (24.10.1) является комплексной. ОПФ среды $|F(\nu, L)|$ становится немонотонной (см. рис. 24.10.1), что приводит к дополнительным искажениям в изображении объекта. Кроме того, на наклонных трассах появляются фазовые искажения в изображении объектов, приводящие не только к уменьшению наблюдаемого контраста определенных пространственных структур, но и к взаимному смещению их по отношению друг к другу. Наклон трассы приводит, в частности, к тому, что изображения осесимметричных объектов через рассеивающий слой наблюдаются как асимметричные. Примеры расчета изображений объектов в форме круглого диска, наблюдаемых через туман на наклонных и вертикальных трассах, приводятся на рис. 24.10.2 и 24.10.3.

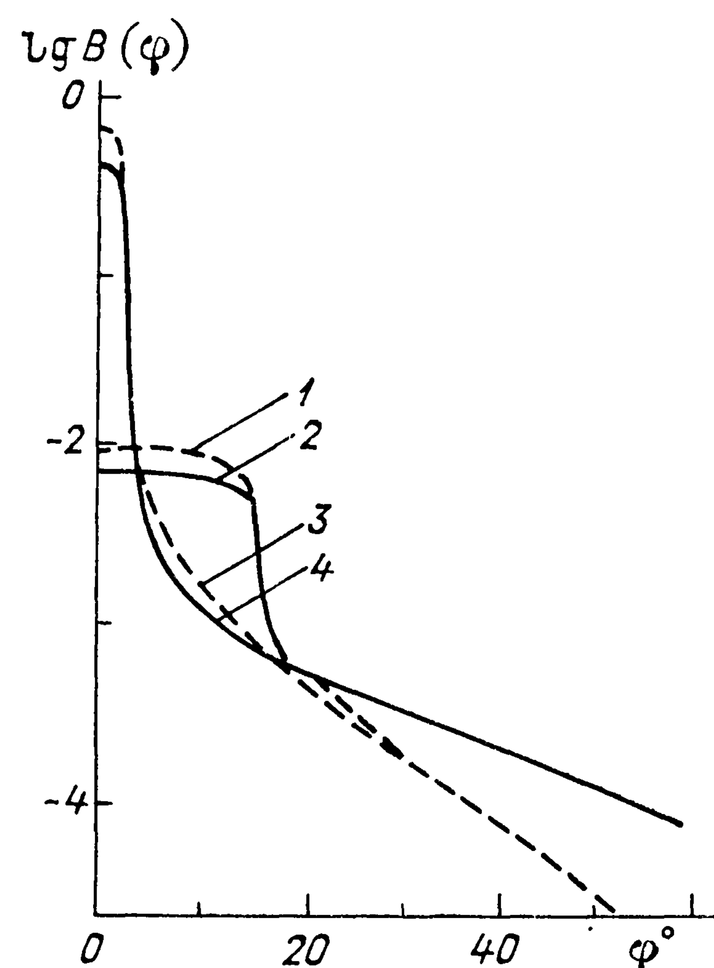


Рис. 24.10.2. Профили изображения диска, наблюдаемого через туман (*1, 3*) и через тонкий облачный слой вблизи наблюдателя (*2, 4*) при $\tau=1$.

1, 2 — угловой радиус диска $\varphi_0=15°$; *3, 4* — $\varphi_0=1{,}5°$; φ — наблюдаемый угловой радиус.

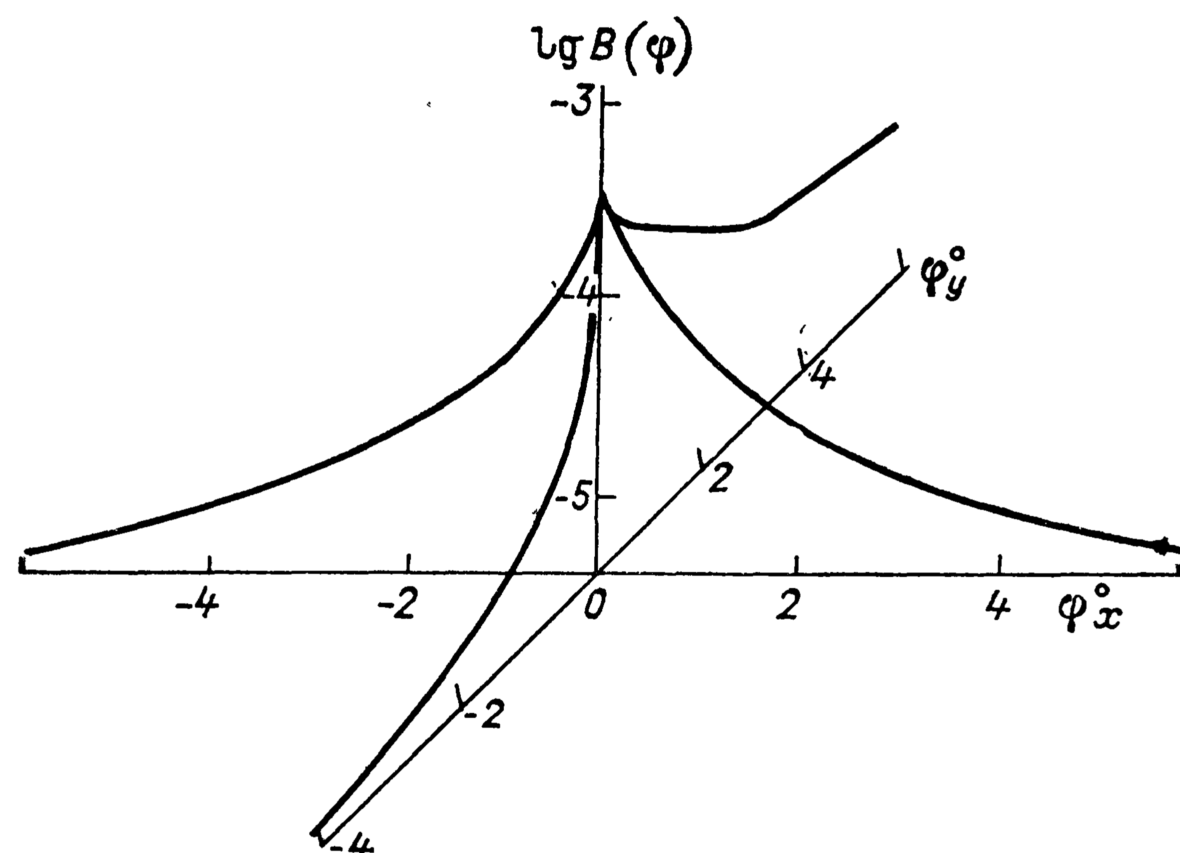


Рис. 24.10.3. Профили изображения диска с угловым радиусом $\varphi_0=10'$ в двух направлениях в тумане на наклонной трассе с углом наклона 6° при $\tau=5$.

Для объектов с малыми угловыми размерами (менее 0,5—1°) формулу (24.10.1) для расчета изображения можно записать в следующем виде (при $H(\nu)=1$):

$$B(\mathbf{r},\ L)=\langle B_0(\mathbf{r})\rangle A(\mathbf{r})\sum + B_0(\mathbf{r})\exp(-\tau). \qquad (24.10.3)$$

Здесь $\langle B_0(\mathbf{r})\rangle$ и Σ — средняя яркость объекта и площадь его поверхности; $A(\mathbf{r})$ — распределение яркости от точечного диффузно светящегося источника света в среде. Первое слагаемое в выражении (24.10.3) описывает яркость светового ореола, создаваемого рассеянным в среде светом от малоразмерного объекта, второе — ослабление видимой яркости объекта. Для оценок яркости ореола вблизи небольших самосветящихся объектов, наблюдаемых через облачный слой или туман, можно воспользоваться следующими приближенными формулами [26]:

$$A(\mathbf{r})=\begin{cases}\dfrac{A_1}{m_1}\left[\exp\left(-\dfrac{(1+m_1)x_1^2}{3m_1^2}\right)+\right.\\ \left.+0{,}16\tau\exp\left(-\dfrac{x_1^2}{2m_1}\right)\right], & x_1\ll m_1\leqslant 1,\\ 0{,}89A_1\left[\dfrac{1}{x_1}-\tau\ln x_1\right], & m_1\ll x_1\ll 1,\end{cases} \qquad (24.10.4)$$

где $A_1=4{,}6r_м^2\tau\exp(-\tau)/\lambda^2$; $x_1=6r_мL/\lambda$; τ — оптическая толщина; λ — длина волны излучения; $r_м$ — модальный радиус капель облачной среды; $m_1=M/L$, M — расстояние между рассеивающим слоем и наблюдаемым объектом.

Рассеивающая среда искажает изображение объекта, ухудшает качество изображения и, в частности, уменьшает его контраст, что в конечном счете приводит к ухудшению видимости объектов при наблюдении через туман. Изменение контраста в изображении круглого диска в зависимости от его угловых размеров и от положения рассеивающего слоя на трассе показано на рис. 24.10.4. Величина контраста здесь

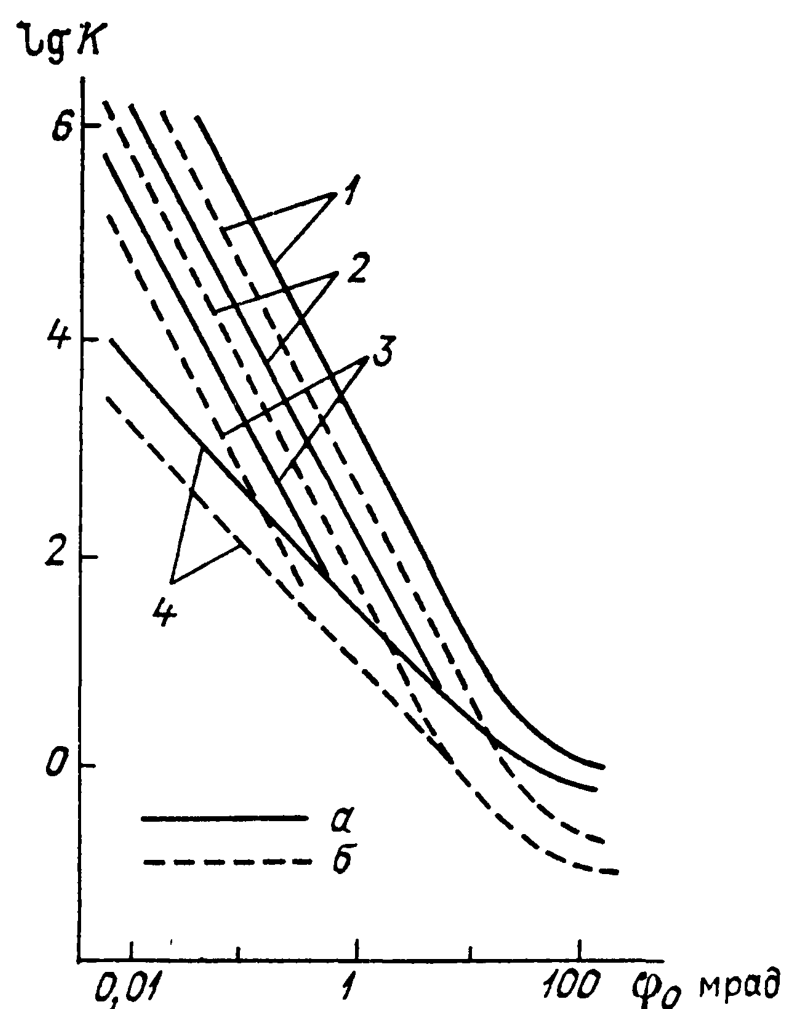


Рис. 24.10.4. Изменение контраста изображения диска в зависимости от φ_0 при $\tau=1$ (*а*) и $\tau=3$ (*б*).
1) $m_1=1$, *2*) $m_1=0{,}1$, *3*) $m_1=0{,}01$, *4*) $m_1=0$.

определена как отношение перепада яркости на границе объекта к яркости фона вблизи объекта. Контраст при увеличении оптической толщины слоя среды монотонно уменьшается. Наблюдаемый контраст изображения уменьшается также с увеличением угловых размеров объекта, с уменьшением расстояния между рассеивающим слоем и объектом, а также с увеличением размера частиц облачной среды. Для оценки изменения контраста малоразмерных объектов, наблюдаемых через облака или туман, можно использовать следующую формулу [26]:

$$K=\begin{cases}\dfrac{2{,}5m_1}{\tau x_0^2(1+0{,}163\tau)}, & x_0\ll m_1\leqslant 1,\\ 1{,}41/\tau x_0, & m_1\ll x_0\ll 1,\end{cases} \qquad (24.10.5)$$

где $x_0=2{,}87r_м\varphi_0/\lambda$, φ_0 — угловой диаметр диска.

24.10.2. Видимость объектов в атмосфере

Важнейшим приложением теории переноса изображения через рассеивающие среды является определение видимости объектов в замутненной атмосфере, и в частности одной из основных характеристик — дальности видимости объектов.

Термин «видимость» применяется для обозначения наибольшего расстояния, на котором можно видеть невооруженным глазом:

1) в дневное время — реальные объекты на фоне других объектов или неба;

2) в ночное время — самосветящиеся объекты (например, сигнальные огни).

«Видимость» объекта на каком-либо световом фоне определяется величиной контраста в изображении объекта $K=|B-B_ф|/B_ф$, где B — яркость изображения объекта; $B_ф$ — яркость фона. Если наблюдаемый контраст изображения превышает некоторое значение $K_{пор}$, называемое пороговым контрастом, то объект виден. В противном случае объект не виден. Значения пороговых контрастов зависят от ряда факторов — цвета объекта и цвета фона, размеров и формы объектов, средней яркости наблюдаемой картины, времени наблюдения и, кроме того, от индивидуальных особенностей зрения наблюдателя. Установлено, однако, что для достаточно широкого диапазона условий наблюдения (дневная освещенность объектов, угловые размеры объекта не менее 30′, объекты достаточно простой формы, свет от объекта и фона белый, продолжительное время наблюдения более 0,5 с) пороговый контраст $K_{пор}$ для человеческого зрения практически постоянен и для различных наблюдателей составляет 0,02—0,05 [19].

Дальность видимости объекта в замутненной атмосфере определяется как наибольшее расстояние между наблюдателем и объектом, при котором объект еще виден, т. е. такое расстояние, при котором наблюдаемый контраст изображения объекта равен пороговому контрасту. Для вышеперечисленных условий наблюдения дальность видимости объекта L_s в замутненной атмосфере можно оценить по следующей формуле [19]:

$$L_s=\frac{1}{\alpha}\ln\left(\frac{K_{об}/K_{пор}+B_\infty/B_ф-1}{B_\infty/B_ф}\right), \qquad (24.10.6)$$

где α — показатель ослабления света в атмосфере; $B_ф$ — яркость фона, на котором наблюдается объект; B_∞ — яркость бесконечно протяженного слоя рассеивающей среды; $K_{об}$ — истинный (не искаженный рассеивающей средой) контраст между объектом и фоном.

Если объект наблюдается на фоне неба у горизонта, то $B_ф=B_\infty$ и дальность видимости объекта описывается выражением

$$L_s=\frac{1}{\alpha}\ln(K_{об}/K_{пор}). \qquad (24.10.7)$$

При наблюдении абсолютно черного тела, когда $K_{об}=1$, из выражения (24.10.7) получаем соотношение

$$S_м=L_s=-\ln K_{пор}/\alpha, \qquad (24.10.8)$$

являющееся определением так называемой *метеорологической дальности видимости* (МДВ), широко используемой при оценке видимости объектов в замутненной атмосфере. В соответствии с вышеизложенным, МДВ есть характеристика прозрачности атмосферы, равная расстоянию, на котором из-за влияния аэрозольной среды теряется видимость абсолютно черного объекта с угловым размером не менее 30′ на фоне неба у горизонта.

На определении $S_м$ сказывается индивидуальное восприятие объекта, определяемое контрастной чувствительностью зрения. Исследования показали, что $K_{пор}$ изменяется у разных людей в интервале 0,02—0,05. Соответственно у разных авторов можно встретить различные формулы для $S_м$, например

$$S_м=3{,}912/\alpha, \qquad (24.10.9а)$$

$$S_м=2{,}95/\alpha. \qquad (24.10.9б)$$

Последняя формула соответствует определению «метеорологическая оптическая дальность», приведенному в ГОСТ 7601-78.

В табл. 24.10.1 представлены значения $S_м$ и международный код видимости для разных метеоусловий, из которых можно оценить α, пользуясь формулой (24.10.9а). В нижней строке таблицы представлены данные, которые относятся к условиям, связанным только с молекулярным рассеянием света чистым воздухом при нормальных условиях.

Таблица 24.10.1

Международный код видимости и метеорологическая дальность видимости

Кодовый номер	Погодные условия	$S_м$ метрические единицы	английские единицы
0	Плотный туман	<50 м	<50 ярдов
1	Густой туман	50—200 м	50—219 ярдов
2	Обычный туман	200—500 м	219—547 ярдов
3	Легкий туман	500—1000 м	547—1095 ярдов
4	Слабый туман	1—2 км	1095 ярдов — 1,1 м. мили
5	Дымка	2—4 км	1,1—2,2 м. мили
6	Легкая дымка	4—10 км	2,2—5,4 м. мили
7	Ясно	10—20 км	5,4—11 м. мили
8	Очень ясно	20—50 км	11—27 м. мили
9	Совершенно ясно	>50 км	>27 м. миль
—	Чистый воздух	277 км	149 м. миль

Наклонная дальность видимости — это расстояние по горизонтали, на котором ослабление будет равно ослаблению, фактически наблюдаемому для реального наклонного пути [51].

24.10.3. Видимость точечных источников света

Порог восприятия точечного источника света определяется не яркостным контрастом, а освещенностью, создаваемой источником у глаза и определяемой законом Аллара (1876 г.):

$$E = \frac{I_0}{L^2} \exp(-\alpha L), \qquad (24.10.10)$$

где I_0 — сила света источника; L — расстояние до источника.

Расстояние L_c, на котором освещенность достигает такого малого значения $E_{пор}$, при котором глаз перестает видеть этот источник, называется *дальностью видимости сигнального огня.*

$E_{пор}$ — *порог освещенности* в соответствии с выражением (24.10.10) описывается формулой

$$E_{пор} = \frac{I_0}{L_c^2} \exp(-\alpha L_c). \qquad (24.10.11)$$

Различают три вида пороговой освещенности: на появление светового сигнала (в известном направлении), на исчезновение сигнала (при увеличении расстояния L) и на обнаружение сигнала (в неизвестном направлении). Минимальное значение порога освещенности — на исчезновение, а максимальное — на обнаружение.

Выражение (24.10.11) решается обычно посредством номограмм. Некоторые данные о $E_{пор}$ и о дальности видимости сигнальных огней содержатся в [19].

24.10.4. Перенос оптических сигналов в атмосфере

Влияние атмосферы на передачу через нее оптических сигналов переменной интенсивности (световых импульсов) зависит от времени изменения интенсивности (длительности сигнала) и от времени пребывания кванта в среде [34, 38].

Время пребывания кванта в рассеивающей среде складывается из времени t_1, затрачиваемого непосредственно на акт рассеяния, и времени, затрачиваемого квантом на путь пробега между рассеивателями. Среднее время пребывания кванта в пути между двумя последовательными рассеяниями определяется как $t_2 = 1/c\alpha$, где c — скорость света; α — показатель ослабления среды. В оптически плотной среде (при оптической толщине $\tau > 1$) бóльшая часть фотонов испытывает несколько рассеяний, прежде чем выйдет из среды. Среднее время прихода фотонов в данную точку определяется выражением

$$t^* = \frac{\int_0^\infty I_\delta(t)\, t\, dt}{\int_0^\infty I_\delta(t)\, dt}, \qquad (24.10.12)$$

где $I_\delta(t)$ — интенсивность в рассматриваемой точке в момент t при облучении среды дельта-импульсом излучения.

Если длительность сигналов $t_и$ больше t^*, то в среде осуществляется стационарный процесс, рассматриваемый в п. 24.7. При $t_и < t^*$ (короткий импульс) происходит нестационарный процесс распространения излучения, описываемый нестационарным уравнением переноса излучения (см. п. 24.2.1). Такие процессы имеют место при распространении коротких световых импульсов в облаках.

Интенсивность излучения в данной точке среды в момент t при распространении в ней импульса конечной длительности описывается выражением [29, 67]:

$$I(\tau, \mathbf{n}, u_0) = \int_0^{u_0} I_\delta(\tau, \mathbf{n}, u)\, B_0(u_0 - u)\, du, \qquad (24.10.13)$$

где $\tau = \alpha \mathbf{R}$, $\mathbf{R}$ — геометрический радиус-вектор точки наблюдения; $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении распространения излучения; $u_0 = t/(t_1 + t_2)$, t — время; $B_0(u_0)$ — функция источника; $I_\delta(\tau, \mathbf{n}, u)$ — отклик среды на мгновенное возбуждение. Вид функции $I_\delta(\tau, \mathbf{n}, u_0)$ зависит от следующих факторов:

1) от оптической толщины в облаке τ;

2) от оптических характеристик элементарного объема (см. п. 24.1.3);

3) от расположения точки наблюдения ($\mathbf{R}$, $\mathbf{n}$) относительно облачного слоя и распространяющегося прямого излучения.

В качестве *основных эффектов*, сопровождающих распространение коротких световых импульсов в облаке можно отметить следующие:

1) ослабление интенсивности вследствие поглощения и рассеяния излучения облачными частицами,

2) увеличение диапазона (дисперсия) углов выхода излучения из среды,

3) пространственное «уширение» пучка пропущенного и отраженного излучения,

4) временнóе «уширение» прошедшего и отраженного импульсов по сравнению с посылаемым в среду,

5) нарушение пространственной и временнóй когерентности первоначально когерентного излучения,

6) деполяризация первоначально поляризованного излучения.

Угловые и пространственные эффекты взаимосвязаны и имеют место и при стационарном излучении. Однако в случае коротких световых импульсов все они являются функцией времени.

Прохождение импульса через облако В импульсе, пропущенном облачным слоем в разные моменты времени $u = \alpha ct$, присутствует излучение разных кратностей рассеяния. Пропущенное (без взаимодействия с частицами) и однократно рассеянное излучение повторяют форму падающего импульса.

Изучение $(n_i - 1)$-й и n_i-й кратностей рассеяния в прошедшем импульсе существует в течение времени $u = \tau \ldots n_i\tau$, поэтому малые кратности (до $n_i = 3$) выходят из среды за время $u \leqslant 3\tau$. Приближенные выражения для расчета интенсивности излучения разных кратностей рассеяния для некоторых частных случаев можно найти в [38]. Чем больше τ, тем более высокие кратности рассеянного излучения содержатся в пропущенном облаком сигнале, причем рассеяние высоких кратностей может выходить из облака в течение времени, существенно превышающего длительность импульса; вследствие этого и происходит временнóе уширение. Наиболее отчетливо этот эффект проявляется для видимого излучения, не поглощаемого каплями. На рис. 24.10.5 показаны рассчитанные методом Монте-Карло импульсы видимого излучения, пропущенные капельными облаками с разной оптической толщиной τ (при исходном дельта-импульсе) [87].

При $\tau_g = \tau(1 - \langle\cos\theta\rangle) \geqslant 0{,}8$ полное пропускание излучения облаком можно оценить с помощью выражения [85]

$$I/I_0 = A_\psi/(\tau_g + 1{,}42), \qquad (24.10.14)$$

где A_ψ — коэффициент, зависящий от угла ψ падения излучения на облако: $A_\psi = 1{,}69$ при $\psi = 0$.

При $\tau_g < 2 \ldots 3$ на временнóе и пространственное уширение оказывает влияние индикатриса рассеяния $f(\theta)$, а при $\tau_g > 3$ это влияние несущественно. При $\tau_g > 3$ 62 % всех фотонов выходит из среды за время

$$t_1 \approx 0{,}74 \frac{L}{c} \tau_g^{0{,}83}, \qquad (24.10.15)$$

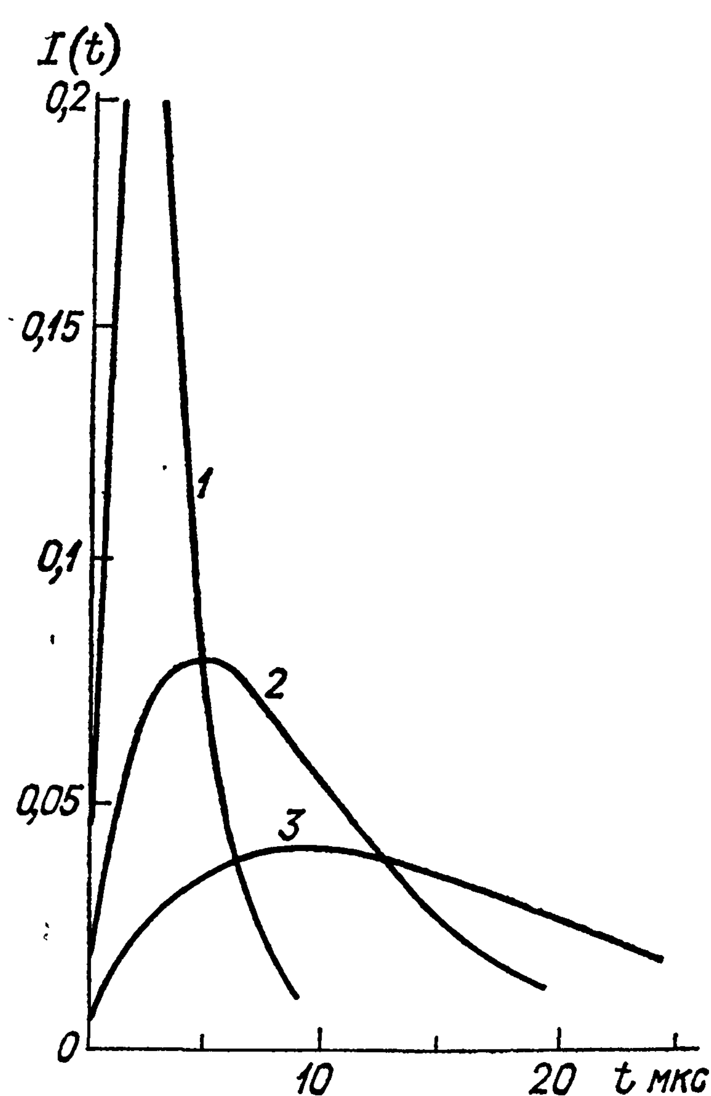


Рис. 24.10.5. Формы импульсов излучения (I), пропущенных облаками с различной оптической толщиной.

1) $\tau=20$, 2) $\tau=40$, 3) $\tau=60$.

а средний радиус светового пятна составляет

$$\overline{R}_c \approx 0,92L\tau_g^{0,92}, \qquad (24.10.16)$$

где L — толщина облачного слоя.

Величина $1/t_1$ определяет максимально возможную частоту оптической сигнализации через облако. Пространственное уширение ответственно за передачу изображения в рассеивающей среде (см. п. 24.10.1).

Измеренные характеристики пропущенных импульсов зависят от оптико-геометрических параметров измерительной системы, которыми определяется вклад многократного рассеяния в принятый сигнал.

Отражение импульса облаком. В случае отражения рассеивающей средой импульсов малой, но конечной длительности при $t<t_и$ интенсивность разных кратностей рассеяния, начиная с первой, последовательно возрастает и достигает максимума в моменты

$$u(n_i) = \frac{\alpha c t_и}{1-\exp\left(-\dfrac{\alpha c t_и}{n_i}-1\right)}. \qquad (24.10.17)$$

При $t>t_и$ происходит последовательное затухание различных кратностей рассеяния. Интенсивность, длительность и фаза отраженного излучения зависят от оптической толщины облака, индикатрисы рассеяния, от показателя ослабления и его распределения по высоте в облачном слое.

Измеренные характеристики отраженных импульсов зависят также от геометрии эксперимента и параметров оптической системы, особенно при небольшой оптической плотности среды, когда отражение формируется однократно рассеянным излучением.

Границы применимости теории однократного рассеяния для расчетов отражения определяются углом поля зрения приемника ($\gamma_{пр}$): с увеличением $\gamma_{пр}$ до нескольких градусов учет многократного рассеяния необходим уже при малых оптических толщинах, таких, как $\tau\approx 0,5$.

Для решения задачи при многократном рассеянии излучения могут быть использованы приближенные или численные методы решения нестационарного уравнения переноса. С увеличением α отраженный импульс сужается (в отличие от пропущенного) и наклон заднего фронта становится круче. В предельном случае очень плотного слоя тумана последний должен играть роль диффузного отражателя, при отражении от которого световой импульс не искажается.

Поскольку существует зависимость формы отраженного импульса от оптических характеристик облака, то можно использовать ее для извлечения информации о среде. Однако практическая реализация этой возможности сопряжена с большими трудностями, вызванными в первую очередь отсутствием для целого ряда реальных условий подходящих алгоритмов решения обратной задачи, а также с необходимостью введения в алгоритмы априорной информации.

24.11. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Распространение в атмосфере лазерного излучения высокой интенсивности может вызывать изменения физических свойств среды, приводящие к изменению условий прохождения через нее как данного (воздействующего), так и другого (зондирующего) излучения. Изменения физических свойств среды зависят от интенсивности воздействующего излучения и, как правило, носят пороговый характер, т. е. проявляются при превышении некоторого значения интенсивности излучения, называемого пороговым (или порогом). Взаимодействие излучения со средой, приводящее к изменению ее физических свойств, обычно называют нелинейным. Некоторые из эффектов, сопровождающих нелинейное взаимодействие, будут рассмотрены ниже.

24.11.1. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в воздухе

Среди разнообразных нелинейных эффектов наиболее низкий энергетический порог имеет тепловое самовоздействие. Диссипация энергии излучения приводит к пространственно неоднородному изменению показателя преломления среды в зоне пучка, что в свою очередь вызывает фазовые и амплитудные искажения распространяющейся волны [16].

Даже при относительно малом поглощении излучения средой тепловое самовоздействие часто оказывает определяющее влияние на процесс распространения излучения в атмосфере. Градиенты температуры, формирующиеся в результате поглощения излучения, могут достигать 10^{-2}—10^{-1} К/м. В результате нелинейные искажения пучков могут развиваться на расстояниях порядка сотен метров. Тепловые эффекты проявляются по-разному в зависимости от параметров излучения и атмосферных условий на трассе. Характер теплового самовоздействия в атмосфере определяет ряд процессов: теплопроводность, вынужденная конвекция, турбулентные флуктуации показателя преломления n.

Влияние теплового самовоздействия на характеристики светового пучка в атмосфере является, как правило, негативным. Оно приводит к уменьшению плотности мощности пучка, увеличению его расходимости, появляются отклонения от прямолинейного направления, возникают значительные фазовые искажения.

Распространение светового пучка в атмосфере описывается уравнением квазиоптики

$$2ik\left(\frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t}+\frac{\partial E}{\partial z}\right)=\Delta_\perp E+\left(\frac{2k^2}{n}\right)\Delta n E - ik\gamma(\lambda)E, \qquad (24.11.1)$$

где c — скорость света; $\gamma(\lambda)$ — коэффициент поглощения; $E(x, y, z, t)$ — комплексная амплитуда электрического поля волны, распространяющейся вдоль оси z; Δn — изменение показателя преломления, вызванное нелинейным взаимодействием излучения со средой и флуктуациями в атмосфере; $\Delta_\perp$ — оператор Лапласа в плоскости x, y; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны излучения.

Для оценки искажений фазового фронта используются разные приближения.

В частности, в приближении фазового экрана искажения фазового фронта после прохождения нелинейного участка длиной z рассчитываются по формуле

$$\varphi(x, y, z, t)=\frac{k}{n}\int_0^z\left(\frac{\partial n}{\partial \rho}\right)\rho'(x, y, z', t)\,dz', \qquad (24.11.2)$$

где ρ' — отклонения плотности среды от исходной.

Свойства тепловой линзы приближенно можно характеризовать коэффициентами разложения эйконала $S_0=\varphi/k$ [8] в ряд по координатам x, y [16]:

$$S_0=S'-\theta_x x-\theta_y y+x^2/(2F_x)-xy/(2D^*)+\frac{y^2}{2F_y}+\dots, \qquad (24.11.3)$$

где параметры θ_x, θ_y являются углами наклона фазового фронта относительно оси z, а параметры F_x, F_y, D^* опреде-

ляют фокусное расстояние тепловой линзы и поворот ее осей симметрии.

Характер теплового самовоздействия существенно зависит от соотношения длительности светового импульса и характерного времени физических процессов, происходящих в среде под действием излучения. Пусть на входе в среду задан световой импульс. Этот импульс вызывает возмущение плотности, которое описывается уравнением

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{D^2}{Dt^2} - v_з^2 \Delta_\perp\right)_{\rho'} = (\gamma_c - 1)\gamma(\lambda)\Delta_\perp I, \quad (24.11.4)$$

где $D/Dt = \partial/\partial t + (v_0 \Delta_\perp)$, v_0 — скорость относительного движения среды; $v_з$ — скорость звука в воздухе, $\gamma_c = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей; $I = \frac{cn}{8\pi}|E|^2$ — интенсивность волны. Уравнение (24.11.4) описывает генерацию звуковой волны мощным световым пучком.

Если скорость относительного движения среды мала ($v_0 = 0$), то в случае гауссова распределения интенсивности пучка радиусом a_0 и с интенсивностью на оси I_0

$$I_0(x, y, z) = I_0 \exp\left(-\gamma(\lambda) z - \left(x^2 + y^2\right)/2a_0^2\right),$$

для параметров тепловой линзы, входящих в уравнение (24.11.3), можно получить следующие выражения [16]:

$$\theta_x = \theta_y = 0; \; 1/D^* = 0; \; F_x = F_y = F,$$

$$\frac{1}{2F} = 4A(z)\frac{t^3}{3} \qquad \text{при } t \ll \frac{a_0}{v_з},$$

$$\frac{1}{2F} = A(z)\frac{a_0^2}{v_з^2} t \qquad \text{при } t \gg \frac{a_0}{v_з}, \quad (24.11.5)$$

где $A(z) = \frac{1}{a_0^4}\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial \rho}(\gamma_c - 1) I_0 \left(1 - e^{-\gamma(\lambda) z}\right)$. Как при малых временах $t \ll a_0/v_з$, так и при больших в среде появляются создаваемые гауссовым пучком дефокусирующие линзы $F > 0$. Случай, когда время сравнимо с временем пробега звука через пучок $t \sim a_0/v_з$ описан в [16]. При скорости движения среды, сравнимой со скоростью звука, выражения для параметров, входящих в формулу (24.11.3) в стационарном случае, имеют следующий вид:

в дозвуковой области ($M < 1$, $|M - 1| \ll 1$, $M = v_0/v_з$ — число Маха)

$$\theta_y = 0, \quad 1/D^* = 0, \quad 1/2F_x = 0,$$

$$\frac{1}{2F_y} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial \rho}\frac{\gamma_c - 1}{v_0 v_з^2}\frac{I_0}{a_0}\left(1 - e^{-\gamma(\lambda) z}\right),$$

$$\theta_x = \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial \rho}\frac{\gamma_c - 1}{v_0 v_з^2} I_0 \left(1 - e^{\gamma(\lambda) z}\right)\frac{1}{\sqrt{1 - M^2}}; \quad (24.11.6)$$

в сверхзвуковой области. ($M > 1$)

$$\frac{1}{2F_y} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial \rho}\frac{(\gamma_c - 1)}{v_0 v_з^2 a_0} \times$$

$$\times \left(1 - e^{-\gamma(\lambda) z}\right)\left(1 - \frac{\sqrt{M^2 - 1}}{M^2}\right), \quad (24.11.7)$$

$$\frac{1}{2F_x} = -\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial \rho}\frac{(\gamma_c - 1) I_0}{v_0 v_з^2 a_0}\frac{1 - \exp(-\gamma(\lambda) z)}{M^2\sqrt{M^2 - 1}}. \quad (24.11.8)$$

При $M > 1$ в околозвуковой области образуется тепловая линза, которая фокусирует пучок в плоскости $y = 0$ и дефокусирует его в плоскости $x = 0$ ($F_x < 0$, $F_y > 0$).

При временах $t \gg a_0/v_з$ и $M < 0{,}9$ процесс тепломассообмена можно считать изобарическим. В этом случае изменение показателя преломления определяется возмущением температуры среды: $\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T} T'$. Нагрев среды T' описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{v}_0 \nabla_\perp T' = \chi \Delta T' + \gamma(\lambda)\left(\rho c_p\right)^{-1} I, \quad (24.11.9)$$

где χ — коэффициент температуропроводности.

Если скорость перемещения среды постоянна, то в стационарном случае возмущения температуры описываются уравнением

$$v_0 \frac{\partial T}{\partial x} = (\gamma(\lambda)/\rho c_p) I. \quad (24.11.10)$$

В случае гауссова распределения интенсивности в пучке выражения для параметров тепловой линзы имеют вид [16]

$$\theta_y = 0, \quad \frac{1}{F_x} = 0, \quad \frac{1}{D_*} = 0,$$

$$\theta_x = -\frac{1}{n}\frac{dn}{dT}\frac{I_0(1 - \exp(-\gamma(\lambda) z))}{v_0 \rho c_p},$$

$$\frac{1}{F_y} = -\frac{\sqrt{\pi}}{n}\frac{dn}{dT}\frac{I_0(1 - \exp(-\gamma(\lambda) z))}{v_0 \rho c_p a_0}. \quad (24.11.11)$$

Параметры тепловой линзы θ_x, F_y, описываемые формулой (24.11.11), приведены в табл. 24.11.1 для случая, когда характеристики среды и пучка имеют следующие значения: $n = 1$, $dn/dT = 10^{-6}$ K^{-1}, $\rho = 1{,}2 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $c_p = 1$ Дж/(г·К), $\gamma(\lambda) = 4 \cdot 10^{-6}$ см⁻¹, $v_0 = 5$ м/с, $z = 10^3$ м, $a_0 = 10$ см, $\lambda = 10{,}6$ мкм.

Таблица 24.11.1

I_0 Вт/см²	θ_x рад	F_y см	$\varphi_п$
10^2	$5{,}5 \cdot 10^{-5}$	$-1{,}03 \cdot 10^5$	6,14
10^3	$5{,}5 \cdot 10^{-4}$	$-1{,}03 \cdot 10^4$	61,4
10^4	$5{,}5 \cdot 10^{-3}$	$-1{,}03 \cdot 10^3$	614

Искажения фазового фронта пучка $\varphi_п$ можно оценить, используя формулу (24.11.3). Значения $\varphi_п$ при $x = y = a_0$ приведены в табл. 24.11.1.

24.11.2. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках и туманах

В процессе распространения излучения, хорошо поглощаемого водными каплями, в облаках и туманах возникает ряд нелинейных эффектов [2, 3, 12—14, 37, 79]: а) возрастание прозрачности среды в объеме пучка на выбранной длине волны либо в некотором спектральном диапазоне (просветление) и замутнение среды, связанные с трансформацией дисперсной структуры аэрозоля вследствие нагрева, испарения, взрыва капель и конденсации пара; б) тепловая рефракция излучения на индуцированной тепловой линзе, связанная с неоднородным нагревом и изменением диэлектрической проницаемости среды за счет теплоотвода от горячих капель и в результате молекулярного поглощения излучения; в) преобразование статистики излучения и среды за счет вынужденных случайных изменений дисперсного состава и температурных неоднородностей или стимулированное излучением неустойчивости движения воздуха.

Одним из основных эффектов самовоздействия электромагнитной волны в капельном аэрозоле является эффект просветления среды излучением, хорошо поглощаемым водой. Процесс создания зоны просветления в капельном аэрозоле схематично можно представить следующим образом. В начале трассы капли, поглощая энергию электромагнитного поля, нагреваются и интенсивно испаряются. По мере испарения прозрачность начального участка трассы возрастает, и, следовательно, увеличивается интенсивность излучения в следующем слое среды. Далее картина разрушения аэрозоля повторяется от слоя к слою, и формируется волна просветления. Создание протяженного канала с высокой степенью прозрачности зависит как от длины волны и начальной интенсивности излучения (плотности энергии), так и от начальной оптической толщины среды и процессов замывания канала — диффузионного и ветрового. Наиболее подходящим для передачи энергии излучения через облака и туманы в условиях просветления считается излучение CO_2-лазера с $\lambda = 10{,}6$ мкм. При относительно невысокой интенсивности этого излучения ($I < 10^4$ Вт/см²) капли, составляющие основную массу облака, испаряются. С увеличением интенсивности излучения выше некоторого порогового значения $I_п$ (зависящего, в частности, от размера частиц) капли разрушаются в режиме взрывной фрагментации на осколки с последующим их испарением.

Обычно используемая система уравнений, описывающая нелинейное распространение интенсивного излучения в капельном аэрозоле с учетом перечисленных эффектов и режимов разрушения конденсированной фазы, включает следующие уравнения:

для напряженности E электрического поля волны (в параболической форме)

$$2ik\frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp}E + ik[\alpha(I) + \gamma_{м}(\lambda)]E + + k^2\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_p (T - T_0)E = 0, \qquad (24.11.12)$$

для температуры T воздуха

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}} + \chi\Delta T = \frac{1}{\rho c_p}\left\{\int_0^\infty dR(1-\beta_T)\sigma_{п}(R) \times I(\mathbf{r}, t)f(R, \mathbf{r}, t) + \int_0^\infty dR4\pi R^2 R\rho_{к}c_p^{п}(T^* - T_0) \times f(R, \mathbf{r}, t)\,dR + \gamma_{м}(\lambda)I\right\}, \qquad (24.11.13)$$

для функции $f(r, R, t)$ распределения капель по размерам

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial(f\dot{R})}{\partial R} = \int_{R_{к}(I)}^{\infty} d\dot{R}\varphi(R', R)f(\mathbf{r}, R', t) \times \delta(t - t_{в}(R', I)) - f(\mathbf{r}, R, t) \times \delta(t - t_{в}(R, I))\theta(R - R_{к}(I)), \qquad (24.11.14)$$

для уравнения сохранения энергии и массы отдельной капли

$$\sigma_{п}I = \frac{c_p^{п}\rho_{к}(T^* - T_0)4\pi R^2\dot{R}}{1 - \exp\left(-\frac{c_p^{п}\rho_{к}R\dot{R}}{\varkappa}\right)} - \rho_{к}H^*4\pi R^2\dot{R}, \qquad (24.11.15)$$

$$R\dot{R} = \frac{D\rho}{\rho_{к}}\frac{\mu_{к}}{\mu}\ln\left[1 - \frac{4\rho_{к}(1-\alpha^*/2)\dot{R}}{\alpha^* v_T m_n N_s\left(1 - \frac{p_{н}(T^*)}{p}\right)}\right], \qquad (24.11.16)$$

где H^* — удельная теплота испарения. Эти уравнения определяют температуру поверхности капли T^*, скорость ее испарения и функцию $\beta_T = -4\pi R^2\dot{R}\rho_{к}H^*/\sigma_{п}I$, дающую долю поглощаемой каплей энергии, расходуемой непосредственно на испарение. Условия реализации взрывного режима разрушения капель — пороговая интенсивность $I_{п}(R)$ и время $t_{в}$ достижения температуры взрыва $T_{в}$ — определяются соотношениями

$$I_{п}K_{п}(R)R = 33\ \text{Вт/см}, \qquad (24.11.17)$$

$$\int_0^{t_{в}} dt\frac{3K_{п}(R)I(\mathbf{r}, t)}{4R} = (T_{в} - T_0)\rho_{к}c_{к}. \qquad (24.11.18)$$

Описанная система должна быть дополнена соответствующими начальными и граничными условиями.

В уравнениях (24.11.12)—(24.11.18) введены следующие обозначения: k — волновое число; $\alpha = \int_0^\infty dR\sigma_0(R)f(R, \mathbf{r}, t)$ — коэффициент ослабления излучения аэрозолем; $\sigma_0(R)$, $\sigma_{п}(R)$ — сечение ослабления и поглощения излучения каплей радиусом R; T_0 — начальная температура среды; $\mathbf{v}$ — скорость переноса; χ — температуропроводность и $\gamma_{м}(\lambda)$ — молекулярное поглощение среды; ρc_p — теплоемкость единицы объема среды; $\varphi(R, R')$ — функция распределения осколков взрыва капли радиусом R по размерам R'; $\rho_{к}$ и $c_{к}$ — плотность и теплоемкость вещества капли; $c_p^{п}$, $p_{н}(T^*)$ — теплоемкость и давление насыщенного пара; α^* — коэффициент конденсации; μ и $\mu_{к}$ — молекулярный вес воздуха и воды.

Представленная система в общем случае допускает лишь численное решение. Простое решение, позволяющее осуществить необходимые оценки, можно получить для случаев, когда протяженность просветляемой среды значительно меньше длины тепловой рефракции $L_{р}$, дифракции $L_{д} = ka^2$, газового ослабления $L_{г} = \gamma^{-1}(\lambda)$. В этом случае уравнение (24.11.12) сводится к нелинейному уравнению переноса

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \boldsymbol{\theta}_0\frac{\partial I}{\partial \rho} + \frac{\partial_0}{\partial \rho}I + \alpha(I, t)I = 0, \qquad (24.11.19)$$

где $\boldsymbol{\theta}_0(\theta_{x0}, \theta_{y0})$ — вектор угла начальной расходимости воздействующего пучка.

В зависимости от соотношения характерных времен задачи ($t_{з} = a_{п}/v$, $a_{п}^2/D$ — время замывания просветленных областей с поперечным масштабом $a_{п}$; $t_{п}$ — время просветления, $t_{и}$ — длительность импульса) могут реализоваться режимы нестационарного ($t_{з} \gg t_{п}$, $t_{и} > t_{п}$) и стационарного ($t_{и} \gg t_{з}$, $t_{п}$) просветления. Здесь D — коэффициент диффузии пара.

Характерные закономерности изменения параметров просветляемой среды, воздействующего и зондирующего пучков подробнее рассмотрим на примере, когда в области регулярного испарения капель реализуется постоянство β_T и так называемое приближение водности. В этом приближении в области наиболее вероятных размеров облачных капель факторы эффективности ослабления $K_{о}$ и поглощения $K_{п}$ допускают линейную аппроксимацию: $K_{о} = A_{о}R$, $K_{п} = A_{п}R$, где $A_{о}$, $A_{п}$ — константы аппроксимации; для излучения $\lambda = 10{,}6$ мкм $A_{о} = 2\cdot 10^3$ см$^{-1}$, $A_{п} = A_{о}/2$. В результате коэффициенты α, $\alpha_{п}$ ослабления и поглощения каплями становятся линейными функциями водности:

$$\alpha = c_{о}w, \quad \alpha_{п} = c_{п}w, \quad c_{о}(c_{п}) = 3A_{о}A_{п}/4\rho_{к}.$$

Уравнение (24.11.14) для функции $f(\mathbf{r}, R, t)$ в этом случае с учетом постоянства β_T сводится к уравнению для водности, решение которого имеет вид

$$w = w_0 e^{-q_T}, \qquad (24.11.20)$$

где w_0 — водность невозмущенной среды; $q_{т}$ — функция теплового действия, которая для нестационарной задачи имеет вид

$$q_{Tн}(\mathbf{r}, t) = \mu_T\int_0^t dtI(\mathbf{r}, t),$$

а для стационарной задачи — вид

$$q_{Tс}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_T}{v}\int_{-\infty}^{\infty} dxI(\mathbf{r}),$$

где $\mu_T = 3\beta_T A_{п}/4\rho_{к}H^*$ и средняя скорость v направлена вдоль оси x. В случае коллимированного пучка, решая уравнения (24.11.19) для нестационарной задачи, получаем

$$I(z, \rho, t) = I_0(\rho, t)/\left\{1 + \left(e^{\tau_0} - 1\right)\exp\left[-q_{Tн}^0(\rho, t)\right]\right\}, \qquad (24.11.21)$$

а для стационарной задачи

$$I(z, \rho) = I_0(\rho)/\left\{1 + \left(e^{\tau_0} - 1\right)\exp\left[-q_{Tс}^0(\rho, t)\right]\right\}, \qquad (24.11.22)$$

где

$$q_{Tн}^0 = \mu_T\int_0^t dtI_0(\mathbf{r}, t), \quad q_{Tс}^0 = \frac{\mu_T}{v}\int_{-\infty}^{x} dxI_0(x, y),$$

$$I_0(\rho, t) = I(z, \rho, t)|_{z=0}, \quad I_0(\rho) = I(z, \rho)|_{z=0},$$

τ_0 — начальная оптическая толщина просветляемого облака протяженностью z на длине волны воздействующего излучения:

$$\tau_0 = \alpha_0 z = c_0 w_0 z.$$

В рассматриваемой ситуации выражения для текущей оптической толщины среды (изменяющейся в процессе просветления) и функции теплового действия q_T имеют следующий вид:

для нестационарной задачи

$$\tau = \ln\left\{1 + \left(e^{\tau_0} - 1\right)\exp\left[-q^0_{T\text{н}}(\rho,\ t)\right]\right\},$$

$$q_{T\text{н}}(\mathbf{r},\ t) = \ln\left\{1 + \left(\exp\left[q^0_{T\text{н}}(\rho,\ t)\right] - 1\right)e^{-\tau_0}\right\}; \qquad (24.11.23)$$

для стационарной задачи

$$\tau = \ln\left\{1 + \left(e^{\tau_0} - 1\right)\exp\left[-q^0_{T\text{с}}(\rho)\right]\right\},$$

$$q_{T\text{с}}(z,\ \rho) = \ln\left\{1 + \left(\exp\left[q^0_{T\text{с}}(\rho)\right] - 1\right)e^{-\tau_0}\right\}. \qquad (24.11.24)$$

Из выражений (24.11.21), (24.11.23) следует, что если начальные параметры излучения и среды удовлетворяют соотношению $q^0_{T\text{н}} \gg \tau_0$, то остаточная оптическая толщина среды в области просветления удовлетворяет соотношению

$$\tau \approx \exp\left[-\left(q^0_{T\text{н}}(t) - \tau_0\right)\right] \ll 1,$$

а интенсивность на конце трассы — соотношению

$$I(z,\ \rho,\ t) \approx I_0(\rho,\ t)\left\{1 - \exp\left(\tau_0 - q^0_{T\text{н}}(t)\right)\right\} \approx I_0(\rho,\ t).$$

Время просветления $t_\text{п}$ и скорость $v_\text{ф}$ фронта волны просветления могут быть оценены из условия $q^0_{T\text{н}} \geqslant \tau_0$. Для импульса прямоугольной формы в фиксированной точке сечения пучка можно записать

$$t_\text{п}(\rho) = \frac{A_0 w_0 H^*}{A_\text{п}\beta_T I_0(\rho)} \quad z = \frac{\tau_0 H^*}{c_\text{п}\beta_T I_0};$$

$$v_\text{ф}(\rho) = \frac{A_\text{п}\beta_T I_0(\rho)}{A_0 w_0 H^*}. \qquad (24.11.25)$$

Пространственно-временна́я эволюция коэффициента ослабления зондирующего (малоинтенсивного) излучения на других длинах волн в просветляемой среде с учетом приближения водности определяется соотношением

$$\alpha(\lambda,\ \mathbf{r},\ t) = \int_0^\infty dR K_0(\lambda,\ R)\, e^{-q_T/3}\pi R^2 f_0(R), \qquad (24.11.26)$$

где $f_0(R)$ — функция распределения капель в невозмущенной среде; $K_0(\lambda,\ R)$ — фактор ослабления излучения с длиной волны λ частицей радиусом R.

Для зондирующего излучения ультрафиолетового и видимого диапазонов длин волн соотношение (24.11.26) можно записать в упрощенном виде

$$\alpha(\lambda,\ \mathbf{r},\ t) = \alpha_0(\lambda)\, e^{-2q_T/3} = \eta_0 e^{q_T/3}\alpha(\mathbf{r},\ t), \qquad (24.11.27)$$

где $\eta_0 = \alpha_0(\lambda)/\alpha_0$. Величина η_0 в случае гамма-распределения капель в невозмущенной среде с параметром s и среднеквадратичным значением радиуса R_{02} имеет вид:

$$\eta_0 = 2\sqrt{(s+1)(s+2)}/(A_0 R_{02}(s+3)).$$

Соотношение (24.11.27) указывает на более медленное просветление капельного аэрозоля по отношению к видимому излучению.

Следует обратить внимание на то, что выражения для $t_\text{п}$ и $v_\text{ф}$ получены в предположении постоянства параметра β_T. Вообще говоря, величина β_T не постоянна в процессе прохождения излучения через аэрозоль. Она зависит от интенсивности падающего излучения, размера капли, температуры окружающей каплю среды [12]. Учет всех этих факторов требует численного анализа исходной системы уравнений распространения излучения в просветляемом капельном аэрозоле. Однако для оценок $t_\text{п}$, $v_\text{ф}$ зависимость β_T от интенсивности можно учесть с помощью следующих соотношений:

$$\beta_T = \beta_T(I_0) = \left[1 - \frac{1 - \beta^0_T}{1 + \gamma_T \dfrac{A_\text{п} R^2_{02}}{4\varkappa M_\text{т}} I_0}\right], \qquad (24.11.28)$$

$$\beta^0_T = \left[1 + \frac{\lambda_s R^2_\text{п} T^2_0}{D H^2 p_\text{н}(T_0)}\right]^{-1},$$

$$M_T = 13{,}8\ \text{К},\quad \gamma_T = 0{,}12 - 0{,}14\cdot 10^{-2}(T_0 - 273) - 0{,}3\cdot 10^{-4}(T_0 - 273)^2,$$

$R_\text{п}$ — газовая постоянная пара; D — коэффициент диффузии пара; $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности среды.

Для пучка воздействующего излучения с отличной от нуля начальной расходимостью θ_0 уравнение для $I(z,\ \rho,\ t)$ и вытекающее из него уравнение для функции теплового действия допускают лишь численное решение. Однако в области с хорошим просветлением ($q_T > 1$) для q_T выполняются следующие асимптотические соотношения:

для нестационарной задачи

$$q_{T\text{н}}(z,\ \rho,\ t) \simeq \frac{q^0_{T\text{н}}\left(\dfrac{\rho}{1 + z/F},\ t\right) - \tau_0\left[1 + \dfrac{\tau_0}{\alpha_0 F} + \dfrac{1}{3}\left(\dfrac{\tau_0}{\alpha_0 F}\right)^2\right]}{(1 + z/F)^2}, \qquad (24.11.29)$$

для стационарной задачи

$$q_{T\text{с}}(z,\ \rho) = \frac{q^0_{T\text{с}}\left(\dfrac{\rho}{1 + z/F}\right) - \tau_0\left(1 + \dfrac{z}{2F}\right)}{(1 + z/F)^2}, \qquad (24.11.30)$$

где F — начальный радиус кривизны волнового фронта; угол расходимости на входе в среду принимался в виде $\theta_0|_{z=0} = (x/F,\ y/F)$.

Наличие начальной или приобретенной в результате нелинейной рефракции расходимости пучка приводит к увеличению энергетических затрат на просветление среды заданной толщины τ_0 по сравнению со случаем воздействия коллимированным пучком. Время просветления при этом также увеличивается, и его можно оценить с помощью соотношения

$$t^\text{р}_\text{п} = t^\text{к}_\text{п}\left[1 + \frac{\tau_0}{\alpha_0 F} + \frac{1}{3}\left(\frac{\tau_0}{\alpha_0 F}\right)^2\right], \qquad (24.11.31)$$

где $t^\text{к}_\text{п}$ — время просветления для коллимированного пучка.

При выполнении условий (24.11.17), (24.11.18) реализуется взрывной режим просветления капельного аэрозоля, когда под действием излучения капли дробятся на мелкие фрагменты, а затем мелкодисперсная фракция аэрозоля может испаряться. Для основной части спектра облачных капель взрывной режим имеет место при $I > 5\cdot 10^4$ Вт/см^2. В соответствии с экспериментальными данными при этом размеры основной массы осколков дробления сосредоточены в области $r \approx 0{,}3\ldots 1$ мкм. Эффективность взрывного режима просветления выше, чем регулярного, вследствие уменьшения потерь воздействующего излучения на рассеяние ($K_\text{р}(\lambda,\ r) \ll K_\text{р}(\lambda,\ R)$) и на нагрев окружающей каплю среды ($\beta_T \to 1$). Строгий расчет параметров просветляемой среды при взрыве капель необходимо проводить с помощью системы уравнений (24.11.12)—(24.11.14). Для оценки времени просветления облачной среды с начальной оптической толщиной τ_0 во взрывном режиме можно воспользоваться соотношением

$$t^\text{в}_\text{п} = \frac{\tau_0 H^*}{c_0\beta_T(I_0)\, I_0}. \qquad (24.11.32)$$

Минимальная энергия, необходимая для создания канала просветления сечением $S_\text{г}$ в любом из рассмотренных режимов, описывается соотношением

$$Q = I_0 S_\text{г} t_\text{п}, \qquad (24.11.33)$$

где $t_\text{п} = t^\text{к}_\text{п}$, $t^\text{р}_\text{п}$ или $t^\text{в}_\text{п}$.

Соответственно энергия лазерного пучка E_λ, прошедшего через облако, определяется выражением

$$E_\lambda = I_0 S_\text{г} t_\text{и} - Q_\text{п} \quad (t_\text{и} \geqslant t_\text{п}).$$

Таблица 24.11.2

Энергия $Q_\text{п}$ (Дж), необходимая для создания канала просветления

I_0 Вт/см^2	τ_0				
	1	5	10	15	20
10^2	$6\cdot 10^2$	$3\cdot 10^3$	$6\cdot 10^3$	$9\cdot 10^3$	$1{,}2\cdot 10^4$
10^4	$3\cdot 10^2$	$1{,}5\cdot 10^3$	$3\cdot 10^3$	$4{,}5\cdot 10^3$	$6\cdot 10^3$
10^5	$1{,}5\cdot 10^2$	$7{,}5\cdot 10^2$	$1{,}5\cdot 10^3$	$2{,}3\cdot 10^3$	$3\cdot 10^3$

Условие $t_и = t_п$ определяет максимальную длину просветления.

Значения энергии $Q_п$, необходимой для создания канала просветления сечением $S_г = 100$ см² в облачной среде при $T_0 = 273$ К нерасходящимся пучком излучения CO_2-лазера при различных начальных значениях τ_0 и I_0, представлены в табл. 24.11.2.

24.11.3. Оптический пробой в атмосфере

Если интенсивность лазерного излучения в атмосфере превосходит некоторое пороговое значение — порог пробоя (ПП), то на трассе распространения излучения возникают плазменные очаги, аналогичные искрам электрического разряда. Поскольку в данном случае лавинообразная ионизация среды инициируется излучением, процесс образования плазменного очага назван «оптическим пробоем» (ОП) [63]. Визуально ОП наблюдается в виде ослепительной вспышки белого цвета, объективно ОП регистрируется по появлению ионов и электронов в среде, возникновению проводимости металлического типа либо по резкому увеличению ослабления излучения.

Значение порога пробоя $I_п$ зависит от газового и аэрозольного состава атмосферы, давления воздуха, начальной степени ионизации, длины волны излучения, длительности и формы импульса.

Для длин волн излучения $\lambda \approx 0{,}3 \ldots 11$ мкм в приземном слое атмосферы значения $I_п$ лежат в пределах $5 \cdot 10^5$—$5 \cdot 10^{11}$ Вт/см². Значения $I_п > 10^{10}$ Вт/см² характерны для пробоя в хорошо очищенном воздухе:

$I_п$ Вт/см² . .	$2 \cdot 10^9$	10^{10}	$3 \cdot 10^{11}$
λ мкм . . .	10,6	2,7	0,69

Значения порога пробоя $I_п \approx (5 \ldots 10) \cdot 10^6$ Вт/см² наблюдаются в сильно запыленном воздухе. Наличие аэрозольных частиц (АЧ) в атмосфере, таким образом, приводит к значительному снижению порога пробоя.

Для нормальных условий и относительно высокой прозрачности, когда концентрации твердых (пылевых) АЧ с эффективным диаметром $d \gg 1$ мкм составляет менее 1 см⁻³, характерны следующие значения порога пробоя в атмосфере: 10^7—10^8 Вт/см² для $\lambda = 10{,}6$ мкм и 10^9—10^{10} Вт/см² для $\lambda = 1{,}06$ мкм при длительности импульса $t_и = 2 \cdot 10^{-8} \ldots 10^{-6}$ с. Значение порога пробоя $I_п$ (Вт/см²) может быть оценено с помощью выражения

$$I_п = \frac{7 \cdot 10^{-27} \omega^2}{t_и^{0,8} d 1{,}2}, \qquad (24.11.34)$$

где $\omega = 2\pi c/\lambda$; d — в микрометрах.

В слабофокусированных интенсивных пучках лазерного излучения искры ОП могут возникать вокруг множества АЧ, образуя ряд искр, расположенных вдоль направления распространения излучения. Это явление получило название длинной лазерной искры (ДЛИ). К настоящему времени получены ДЛИ длиной ≈ 100 м. На рис. 24.11.1 приведены пороги

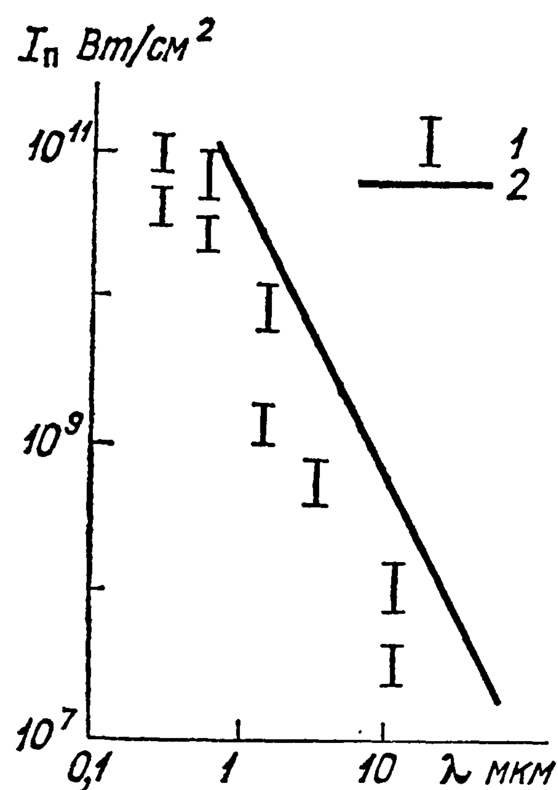


Рис. 24.11.1. Зависимость порога возникновения ДЛИ ($I_п$) от длины волны излучения.

1 — экспериментальные данные, *2* — порог пробоя чистого воздуха.

возникновения ДЛИ по результатам различных работ при фокусном расстоянии $F = 3 \ldots 110$ м, $t_и = 2{,}5 \ldots 100$ нс, $d = 1 \ldots 10$ мкм.

При повышении концентрации АЧ размером $\gtrsim 1$ мкм до $N > 10^3$ см⁻³ возможен наиболее низкопороговый тип ОП — низкопороговый коллективный оптический разряд (НКОР) [28]. Критерием возникновения НКОР служит условие:

$$S_к \geqslant \pi \bar{d}^2 N I \quad \text{при} \quad t_и \geqslant 100 \text{ мкс}, \qquad (24.11.35)$$

где $S_к$ — энерговклад воздействующего излучения в среду; $\bar{d}$ — средний размер аэрозольных частиц. Для излучения с $\lambda = 1{,}06$ мкм время развития НКОР $t \geqslant 50$ мкс и $I_п \geqslant 10^6 \ldots 10^7$ Вт/см². Значения $S_к$ зависят от отношения $\Delta/T_к$, где Δ и $T_к$ — потенциал ионизации и температура кипения вещества соответственно. В табл. 24.11.3 приведены значения $S_к$ для ряда веществ при $\lambda = 1{,}06$ мкм, $d = 1 \ldots 20$ мкм, $N \approx 2 \cdot 10^3 \ldots 10^6$ см⁻³.

Таблица 24.11.3

Значения $S_к$ (Вт/см³) при $\lambda = 1{,}06$ мкм

$AgNO_3$	Al_2O	C	SiO_2	$CaCO_3$	$NaSO_4$	NaCl	S
$2{,}0 \cdot 10^7$	$3{,}8 \cdot 10^4$	$5{,}4 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$1{,}0 \cdot 10^6$	$1{,}6 \cdot 10^6$	$1{,}6 \cdot 10^6$	10^7

При повышении влажности в атмосфере до 100 % порог пробоя возрастает в 1,5—2 раза за счет обводнения твердых аэрозольных частиц.

Свечение плазмы оптического разряда может быть использовано для дистанционной спектральной диагностики элементного состава газов и веществ аэрозольных частиц в атмосфере.

24.11.4. Эффекты вынужденного рассеяния

Вынужденное рассеяние (ВР) — это рассеяние на изменениях показателя преломления, обусловленных нелинейным по полю откликом среды на воздействие излучения, приводящим к резонансной раскачке первоначально слабых флуктуаций параметров среды. ВР можно рассматривать как процесс взаимодействия трех волн: падающей волны (волны накачки) с частотой ω_0 и волновым вектором $\mathbf{k}_0$, рассеянной волны с частотой ω_1 и волновым вектором $\mathbf{k}_1$ и волны показателя преломления Δn с частотой $\Omega_п$ и волновым вектором $\mathbf{q}$, для которых должны выполняться условия синхронизма: $\omega_1 = \omega_0 - \Omega_п$ и $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_0 - \mathbf{q}$.

Для развития процессов ВР в атмосфере требуется, чтобы длина взаимодействия намного превосходила поперечные размеры пучков. Таким образом, наиболее эффективно будут взаимодействовать с падающей волной рассеянные волны, распространяющиеся вдоль оси пучка накачки в попутном и встречном направлении (ВР вперед и назад).

Выражение для Δn зависит от типа рассеяния (см. п. 24.5.3).

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). Для ВКР Δn определяется возбуждением внутренних степеней свободы молекул. Выражение для интенсивности рассеянного излучения в случае стационарного рассеяния плоских волн в приближении заданного поля накачки имеет вид

$$I(z) = I(0) \exp(M), \quad M = g I_0 z \qquad (24.11.36)$$

и соответствует усилению или ослаблению рассеянной волны. Здесь I_0 — интенсивность накачки; I — интенсивность рассеянной волны; g — коэффициент усиления; z — длина трассы. В отсутствие инверсии заселенности электронных уровней $g > 0$ при $\Omega_п > 0$ (стоксово смещение частоты) и $g < 0$ при $\Omega_п < 0$ (антистоксово смещение частоты), т. е. в стоксовой области происходит усиление, а в антистоксовой — ослабление рассеянной волны. Для определения g в стоксовой области можно воспользоваться выражением [1, 103]

$$g = \frac{1}{hn^2c^2} \frac{\Delta N}{\nu_1 \nu_0} \frac{2}{\pi \Delta\nu} \frac{\partial S}{\partial \Omega_n}, \qquad (24.11.37)$$

справедливым для лоренцовой формы линии спонтанного комбинационного рассеяния (КР). Здесь $dS/d\Omega$ — сечение спонтанного рассеяния; $\Delta\nu$ — ширина линии КР (см⁻¹); $\Delta N = N_1 - \frac{q_2}{q_1} N_2$, N_1 и N_2 — населенность нижнего и верхнего уровней комбинационного активного перехода, а q_1 и q_2 — их кратности вырождения; h — постоянная Планка.

В газах различают ВКР на колебательных (КВКР) и вращательных (ВВКР) переходах. Согласно экспериментальным данным [93], в приземном слое атмосферы наибольшее значение g наблюдается для ВВКР на вращательных

переходах молекул азота ($g=2{,}5\cdot10^{-12}$ см/Вт для $\lambda=1{,}053$ мкм). В случае когда ВР развивается из спонтанных шумов, пороговое значение инкремента M принимается примерно равным 30.

Стационарное решение (24.11.36) справедливо для импульсов накачки длительностью $t_и > gI_0z/2\Delta\nu$. Для более коротких импульсов имеет место нестационарный режим рассеяния. В этом случае для инкремента M имеем:

$$M=2\sqrt{2gI_0zt_и\,\Delta\nu}-2t_и\,\Delta\nu. \qquad (24.11.38)$$

Для ВВКР на молекулах азота $\Delta\nu=0{,}25$ см$^{-1}$. Таким образом, для $I_0=10^8$ Вт/см^2, $t_и>2$ нс (стационарное рассеяние) пороговое значение инкремента достигается при $z=1{,}2$ км, а например, для $t_и=0{,}1$ нс (нестационарное рассеяние) — при $z=5{,}1$ км.

Вынужденное рассеяние Мандельштамма—Бриллюэна (ВРМБ). Для ВРМБ Δn определяется возмущениями давления при постоянной энтропии. Коэффициент усиления ВРМБ описывается формулой [1, 5]:

$$g=\frac{\mathbf{k}_1\,q\left(\rho\,\dfrac{\partial\mathrm{E}}{\partial\rho}\right)_s^2\tau_з}{4cn^3\rho v_s}. \qquad (24.11.39)$$

Здесь $\tau_з=2/\Gamma_з g^2$ — характерное время затухания звуковой волны; ρ — плотность, v_s — скорость звука; $\Gamma_s=\dfrac{1}{\rho}\times\left[\dfrac{4}{3}\eta+\eta'+\dfrac{\varkappa}{c_p}\left(\dfrac{c_p}{c_v}-1\right)\right]$ — коэффициент затухания звука, η и η' — сдвиговая и объемная вязкости, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности; c_p и c_v — теплоемкость при постоянном давлении и объеме. В отличие от ВКР при ВРМБ $\tau_з$ зависит от q, причем при малых q, соответствующих рассеянию вперед, $\tau_з$, как правило, больше длительности импульса накачки. Поэтому ВРМБ вперед возможно только в нестационарном режиме.

Для ВРМБ назад в воздухе при нормальных условиях $g\approx10^{-12}$ см/Вт (для $\lambda\approx1$ мкм).

Вынужденное температурное рассеяние (ВТР). Для ВТР Δn определяется возмущениями температуры при постоянном давлении. В отличие от ВКР и ВРМБ при ВТР наблюдается усиление в антистоксовой и ослабление в стоксовой области. Максимум усиления наблюдается при $\Omega_n=-1/\tau_р$. Для коэффициента усиления в этом случае имеем [30]:

$$g=\frac{-K_\nu\omega\tau_р\,(\partial\varepsilon/\partial T)}{2\rho c_p nc}, \qquad (24.11.40)$$

где K_ν — коэффициент поглощения; $\tau_р=c_p/(\varkappa\rho q^2)$ — время релаксации возмущений температуры.

По тем же причинам, что и для ВРМБ, для ВТР вперед реализуется, как правило, нестационарный режим, причем в этом случае из-за отсутствия частотного смещения ВТР фактически сводится к тепловому самовоздействию, для которого лазерный пучок сам для себя служит источником неустойчивых возмущений. В этом случае пороговое значение инкремента может быть менее 30. Например, для ВТР вперед в воздухе в случае излучения на $\lambda=10{,}6$ мкм ($K_\nu\approx10^{-6}$ см$^{-1}$, $I_0t_и=10$ Дж/см^2, $z=1$ км) имеем $M=6$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авербах В. С. и др. Эффекты вынужденного рассеяния и самовоздействия в газах и влияние их на распространение оптического излучения.— Изв. вузов, сер. Радиофизика, 1978, т. 21, № 8, с. 1077—1106.
2. Алмаев Р. Х., Нерушев А. Ф., Семенов Л. П. Флуктуации температуры и водности в зоне просветления облачной среды.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 3, с. 292—299.
3. Алмаев Р. Х., Свиркунов П. Н. Роль флуктуаций лазерного излучения при просветлении дисперсных сред.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 4, вып. 12, с. 719—723.
4. Арефьев В. Н., Погадаев Б. Н., Сизов Н. И. Исследование поглощения излучения перестраиваемого CO_2-лазера водяным паром в диапазоне 9—11 мкм.— Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 3, с. 496—502.
5. Беспалов В. И., Пасманик Г. А. Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы.— М.: Наука, 1986.
6. Бобылев Л. П., Тарабукин И. А., Щукин Г. Г. Характеристики радиотеплового излучения и поглощение облачной атмосферы.— Труды ГГО, 1979, вып. 470, с. 114—122.
7. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами.— М.: Мир, 1986.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
9. Брылев Г. Б., Гашина С. Б., Низдойминога Г. Л. Радиолокационные характеристики облаков и осадков.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
10. Бугер П. Оптический трактат о градации света.— М.—Л.: Изд. АН СССР, 1950.
11. Волковицкий О. А., Павлова Л. Н., Петрушин А. Г. Оптические свойства кристаллических облаков.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.
12. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках.— Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
13. Волковицкий О. А. и др. Эффект «замутнения» кристаллической облачной среды при воздействии излучением CO_2-лазера.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1975, т. 11, № 8, с. 861—867.
14. Волковицкий О. А., Диденко Н. К., Пинчук С. Д. Возникновение оптических неоднородностей при просветлении турбулентной облачной среды.— Труды ИЭМ, 1978, вып. 18(11), с. 78—83.
15. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами.— М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
16. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере.— М.: Наука, 1987.
17. Васильков А. П., Долин Л. С., Монин А. С. Уравнение переноса излучения и основные методы его решения.— В кн.: Оптика океана.— М.: Наука, 1983, с. 55—95.
18. Васишева М. А., Щукин Г. Г. Экспериментальные исследования водности облаков. Статистические модели атмосферы.— Обнинск: обзор ВНИИГМИ—МЦД, сер. метеорол., 1976.
19. Гаврилов В. А. Видимость в атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1966.
20. Герцберг Г. Строение спектра двухатомных молекул. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул.— М.: Изд-во иностр. лит., 1949.
21. Грибов Л. А. Введение в молекулярную спектроскопию.— М.: Наука, 1976.
22. Гуди Р. Атмосферная радиация.— М.: Мир, 1966.
23. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1976.
24. Гущин Г. П., Жукова М. П. Оптические массы аэрозолей и атмосферы.— Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 32—43.
25. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами.— М.: Мир, 1977.
26. Дрофа А. С. Видимость малоразмерных объектов в замутненной атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, № 10, с. 939—946.
27. Жевакин С. А., Наумов А. П. К расчету коэффициентов поглощения сантиметровых и миллиметровых радиоволн в атмосферном кислороде.— Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, № 6, с. 987—996.
28. Захарченко С. В., Семенов Л. П., Скрипкин А. М. Низкопороговый оптический разряд в аэродисперсной среде.— Квантовая электроника, 1985, т. 11, № 2, с. 2487—2492.
29. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде.— М.: Наука и техника, 1985.
30. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта.— М.: Наука, 1985.
31. Зельманович И. Л., Шифрин К. С. Таблицы по светорассеянию. Часть III. Коэффициенты экстинции, рассеяния и светового давления.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968.
32. Золотарев В. М., Морозов В. Н., Смирнова Е. В. Оптические постоянные природных и технических сред.— Л.: Химия, 1984.
33. Зуев В. Е. Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей.— М.: Советское радио, 1966.

34. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех).— М.: Советское радио, 1977.
35. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Оптика атмосферного аэрозоля.— Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
36. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Радио и связь, 1981.
37. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д. Нелинейная оптика атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1988.
38. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред.— Минск: Наука и техника, 1969.
39. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферного аэрозоля.— Л.: ЛГУ, 1982.
40. Ипполитов Н. И., Комаров В. С., Мицель А. А. Оптико-метеорологическая модель атмосферы для моделирования лидарных измерений и расчета распространения радиации.— В сб.: Спектроскопические методы зондирования атмосферы.— Новосибирск: Наука, 1985, с. 4—44.
41. Колосов М. А., Шабельников А. В. Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса.— М.: Советское радио, 1976.
42. Колчинский И. Г. Рефракция света в земной атмосфере.— Киев: Наукова думка, 1967.
43. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля.— Новосибирск: Наука, 1982.
44. Кондратьев К. Я. Актинометрия.— Л.: Гидрометеоиздат, 1965.
45. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.
46. Кузнецов В. В., Павлова Л. Н. Ослабление и поглощение радиации оптически «мягкими» частицами цилиндрической формы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1988, т. 24, № 2, с. 205—211.
47. Курс метеорологии/Под ред. П. Н. Тверского.— Л., 1951, гл. 41.
48. Куштин И. Ф. Рефракция световых лучей в атмосфере.— М.: Недра, 1971.
49. Ландсберг Г. С. Оптика.— М.: Наука, 1976.
50. Малкевич Н. С. Оптические исследования атмосферы со спутников.— М.: Наука, 1973.
51. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы. Рассеяние света молекулами и частицами.— М.: Мир, 1979.
52. Мерзон Д. Б. Сечения поглощения газов в ближней УФ-области спектра, формирующих поле радиации в земной атмосфере. I. Обзор.— В кн.: Оптические методы исследования и оптические характеристики атмосферы. Серия «Проблемы физики атмосферы», 1986, вып. 18.
53. Миннарт М. Свет и цвет в природе.— М.: Наука, 1969.
54. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.
55. Нагирнер Д. И. Теория нестационарного переноса излучения.— Астрофизика, 1974, т. 10, вып. 3, с. 445—469.
56. Оптика атмосферы и аэрозоля/Под ред. Е. М. Фейгельсон.— М.: Наука, 1986.
57. Пришивалко А. П., Бабенко В. А., Кузьмин В. Н. Рассеяние и поглощение света неоднородными и анизотропными сферическими частицами: — Минск, Наука и техника, 1984.
58. Полякова Е. А. Исследование метеорологической дальности видимости в дождях.— Труды ГГО, 1960, вып. 100.
59. Полякова Е. А., Третьякова В. В. Исследование метеорологической дальности видимости при снегопадах.— Труды ГГО, 1960, вып. 100.
60. Рабинович Ю. И., Щукин Г. Г. Определение содержания водяного пара в атмосфере по измерению микроволнового излучения.— Труды ГГО, 1968, вып. 222, с. 62—73.
61. Радиация в облачной атмосфере/Под ред. Е. М. Фейгельсон.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
62. Радиационные свойства перистых облаков/Под ред. Е. М. Фейгельсон.— М.: Наука, 1989.
63. Райзер Г. М. Физика газового разряда.— М.: Наука, 1987.
64. Розенберг Г. В. Вектор-параметр Стокса.— УФН, 1955, т. 56, вып. 1, с. 77—110.
65. Розенберг Г. В. Спектральная теория светового поля.— В кн.: Распространение света в дисперсной среде.— Минск: Наука и техника, 1982, с. 22—32.
66. Розенберг Г. В., Горчаков Г. И., Георгиевский Ю. С., Любовцева Ю. С. Оптические параметры атмосферного аэрозоля.— В кн.: Физика атмосферы и проблемы климата.— М.: Наука, 1980, с. 216—257.
67. Скрелин А. Л., Иванов А. П., Калинин И. И. Пространственно-временная структура световой дымки от импульсного излучателя в атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 9, с. 889—899.
68. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров.— М.: Физматгиз, 1963.
69. Степаненко Б. Д., Щукин Г. Г., Бобылев Л. П., Матросов С. Б. Радиотеплолокация в метеорологии.— Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
70. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.
71. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. Т. 2.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
72. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде.— М.: ГИТТЛ, 1951.
73. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Таблицы по светорассеянию. Ч. II. Таблица матриц рассеяния и составляющих рассеянного света.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968.
74. Черняк М. М. Ослабление электромагнитного излучения малыми каплями воды.— Труды ВГИ, 1970, вып. 17, с. 274—276.
75. Шукуров А. Х., Малкевич М. С., Чавро А. П. Экспериментальное исследование закономерностей спектрального пропускания радиации вертикальным столбом атмосферы в окнах интервала 2—13 мкм.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 3, с. 264—270.
76. Юрчак Б. С. О некоторых подходах к выводу уравнения радиолокации метеообъектов.— Изв. вузов, сер. Радиофизика, Деп. ВИНИТИ № 853-25, 1985.
77. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике.— М.: Наука, 1985.
78. AFGL trace GAS Compilation: 1980 version/L. S. Rothman, A. Goldman, J. R. Gillis et al.— Appl. Opt., 1981, vol. 20, N 8, p. 1323—1328.
79. Almaev R. Kh., Sedunov Yu. S., Semenov L. P., Slesarev A. G., Volkovitsky O. A. Laser beam propagation in a cloud under droplet scattering conditions.— Infrared Physics, 1985, vol. 25, N 1/2, pp. 475—478.
80. Analysis of High Resolution Solar Spectra in the 2.5 to 15 μm Region/A. Goldman et al.— Denver, Colorado, 1978.
81. Asano S., Takano Y. Fraunhofer diffraction by ice crystals suspended in the atmosphere.— J. Met. Soc. Jap., 1983, v. 61, N 2, p. 289—300.
82. Atmospheric Transmittance/Radiance Computer Code LONTRAN 6/F. X. Kneizys et al.— AFGL-TR-83-0187, Environmental Research Papers, N 846, 1983.
83. Beverly R. E. Meteorological effects on laser propagation for power transmission.— Space Solar Power Rev., 1982, v. 3, N 1, p. 9—27.
84. Bohren Craig F., Koh Gary. Forward scattering corrected extinction by nonspherical particles.— Appl. Opt., 1985, v. 24, N 7, p. 1023—1029.
85. Bucher E. A. Computer simulation of light pulse propagation for communication through thick clouds.— Appl. Opt., 1973, v. 12, N 10, p. 2391—2400.
86. Cai Q., Liou K.-N. Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: theory.— Appl. Optics, 1982, v. 21, N 19, p. 3569—3580.
87. Clouds, their formation, optical properties and effects/Ed. by P. Hobbs, A. Deepak.— New-York — London: Academic Press, 1981. 492 p.
88. Debye P. The light pressure upon a sphere of arbitrary material.— Am. Phys., 1909, v. 30, N 4. 57 p.
89. Deirmendjian D. Far-infrared and submillimeter wave attenuation by clouds and rain.— J. Appl. Met., 1975, v. 14, N 12, p. 1584—1593.
90. FASCODE-Fast Atmospheric Signature Code (Spectral Transmittance and Radiance)/H. J. P. Smith et al.— AFGL-TR-78-0081, Scientific Report N 2, 1978.
91. Grassel H. Bestimmung der Grössenverteilung von Wolkenelementen aus spektralen Transmissionsmessungen.— Belt. Z. Phys. der Atmos., 1970, v. 43, N 4. p. 225—284.
92. Gumprecht R. O. et al. Angular distribution of intensity of light scattered by large droplet of water.— J. Opt. Soc. Am., 1952, v. 42, p. 226—231.
93. Henesian M. A., Swift C. D., Murray J. R. Stimulated rotational Raman scattering in nitrogen in long air path.— Opt. lett., 1985, v. 10, N 11, p. 565—567.
94. Hudson R. D. Absorption Cross Sections of Stratospheric Molecules.— Can J. Chem., 1974, 52, p. 1465—1478.
95. Irvine W. W., Pollack J. B. Infrared optical properties of water and ice spheres.— Icarus, 1968. v. 8, N 4, p. 324—360.

96. Kerker M. The scattering of light and other electromagnetic radiation.— New-York: Academic Press, 1969.
97. Liebe H. J., Gimmestad G., Hopponen J. Atmospheric microwave spectrum experiment versus theory — IEEE Trans., 1977, v. AP-25, v. 3, p. 327—336.
98. Liou K.-N. Theory of the scattering phase-matrix determination for ice crystals.— J. Opt. Soc. Am., 1957, v. 65, N 2, p. 159—162.
99. Mie G. A contribution to the optics of turbid media, especially colloidal metallic suspensions.— Ann. Phys., 1908, v. 25, N 4, p. 377—445.
100. Penndorf R. Tables of the reflective index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0,2 and 20,0 μm, and their application to atmospheric optics.— J. Opt Soc. Am., 1957, v. 47, p. 176—182.
101. Rayleigh, Lord. On the light from the sky, its polarization and color.— Phyl. Mag., 1871, v. 41, p. 107—120, 274—279.
102. Rayleigh, Lord. On the scattering of light by small particles.— Phyl. Mag., 1871, v. 41, p. 447—454.
103. Rokni M., Flusberg A. Stimulated rotational Raman Scattering in atmosphere.— IEEE J. Quantum Electron., 1986, v. QE-22, N 7, p. 1102—1108.
104. Shaaf J. W., Williams D. Optical constants of ice in the infrared.— J. Opt. Soc. Amer., 1973, v. 63, N 6, p. 726—732.
105. Shettle E. P., Turner V., Abreu L. W. Aerosol phase funetions models and measurements.— Proc. Intern. Radiat. Symp.— Perugia, Italy, 1984, p. 34—37.
106. Shettle E. P. Optical and radiative properties of a desert aerosol model.— J. Opt. Soc. Amer., 1973, v. 63, N 6, p. 74—77.
107. Warren S. G. Optical constants of ice from ultraviolet to the microwave.— Appl. Opt., 1984, v. 23, N 8, p. 1206—1225.
108. World Climate Research Programme. a preliminary cloudless standart atmosphere for radiation computation.— Boulder, Col., 1984.

Глава 25. АТМОСФЕРНЫЙ АЭРОЗОЛЬ

25.1. ВВЕДЕНИЕ

Атмосферный аэрозоль является продуктом сложной совокупности химических и физических процессов. Вследствие сложности этих процессов и относительно короткого времени жизни аэрозоля, его химический состав и физические характеристики очень изменчивы. Пространственная изменчивость характеристик аэрозоля велика. Оценки мощности глобальных источников природного и антропогенного аэрозоля сугубо ориентировочны.

Атмосферный аэрозоль в зависимости от его состава или источников можно разделить на следующие классы.

I — аэрозоль природного происхождения:

продукты испарения морских брызг;

поднятая в атмосферу ветром минеральная пыль;

вулканический аэрозоль (как непосредственно выброшенный в атмосферу, так и образовавшийся за счет газофазной реакции);

частицы биогенного происхождения (непосредственно выброшенные в атмосферу и образовавшиеся в результате конденсации летучих органических соединений, например терпенов, а также химических реакций между этими соединениями);

продукты природных газофазных реакций (например, сульфаты, возникающие за счет восстановленной серы, поступающей с поверхности океана).

II — аэрозоль антропогенного происхождения:

непосредственные промышленные выбросы частиц (например, частиц сажи, дыма, дорожной пыли и др.);

продукты газофазных реакций.

Кроме того, целесообразно различать тропосферный и стратосферный аэрозоль (табл. 25.1.1, рис. 25.1.1).

Задача, связанная с изучением воздействия аэрозоля на климат, состоит в учете его влияния на перенос коротковолновой и длинноволновой радиации с точки зрения тех изменений климата, которые могут порождать региональные и глобальные вариации содержания и состава аэрозоля в атмосфере. В последние годы большое внимание уделялось проблеме воздействия на климат дымового аэрозоля, образующегося в результате пожаров при ядерных взрывах в атмосфере.

Развитие численного моделирования климата вызывает необходимость надежного учета влияния аэрозоля на климат на основе разработки моделей аэрозоля и оценки чувствительности климата к различным характеристикам аэрозоля.

Основными оптическими характеристиками, определяющими влияние аэрозоля на перенос излучения и соответствующее воздействие на климат, являются: объемный коэффициент экстинкции σ_e (наличие данных о вертикальном профиле σ_e позволяет рассчитать оптическую толщину атмосферы τ), объемный коэффициент рассеяния σ_s (или альбедо однократного рассеяния $\omega_0 = \sigma_s/\sigma_e$) и объемная индикатриса рассеяния, которую можно приближенно описать, введя коэффициент асимметрии индикатрисы q.

Формулы, приводимые разными авторами для описания распределения частиц, могут быть разбиты на эмпирические, подбираемые в соответствии с конкретными экспериментальными данными; универсальные четырехпараметрические эмпирические формулы, описывающие почти все получающиеся в эксперименте распределения; теоретические формулы, выведенные на основе определенных физических представлений о закономерностях образования и трансформации аэрозолей.

К группе эмпирических формул, описывающих распределение частиц по размерам, в частности, относится формула Юнге

$$n(r) = \frac{dN}{dr} = cr^{-\nu},$$

где c — коэффициент, определяемый концентрацией частиц и условиями нормировки, а ν — показатель степени, изменяющийся от трех до шести для разных условий измерения. Эта формула приближенно описывает спектр размеров частиц от 0,1 до 1,0 мкм. Широкое употребление формулы Юнге для описания экспериментальных данных связано не только с простотой определения показателя степени в этой формуле, но и с тем, что приближенный расчет аэрозольных коэффициентов ослабления и рассеяния радиации для юнговских распределений весьма прост и позволяет с помощью формулы Ангстрема легко проводить сравнения спектрального хода этих коэффициентов со спектральным ходом ослабления радиации в атмосфере в видимой области спектра. Правомерность этих операций оправдана тем, что в атмосфере в большинстве случаев для видимой области спектра оптические характеристики аэрозолей определяются в основном частицами размером 0,1—1,0 мкм.

Большое число эмпирических формул было предложено для аэрозолей дисперсионного происхождения. В некоторых случаях часть этих формул может достаточно удовлетворительно описывать экспериментальные данные.

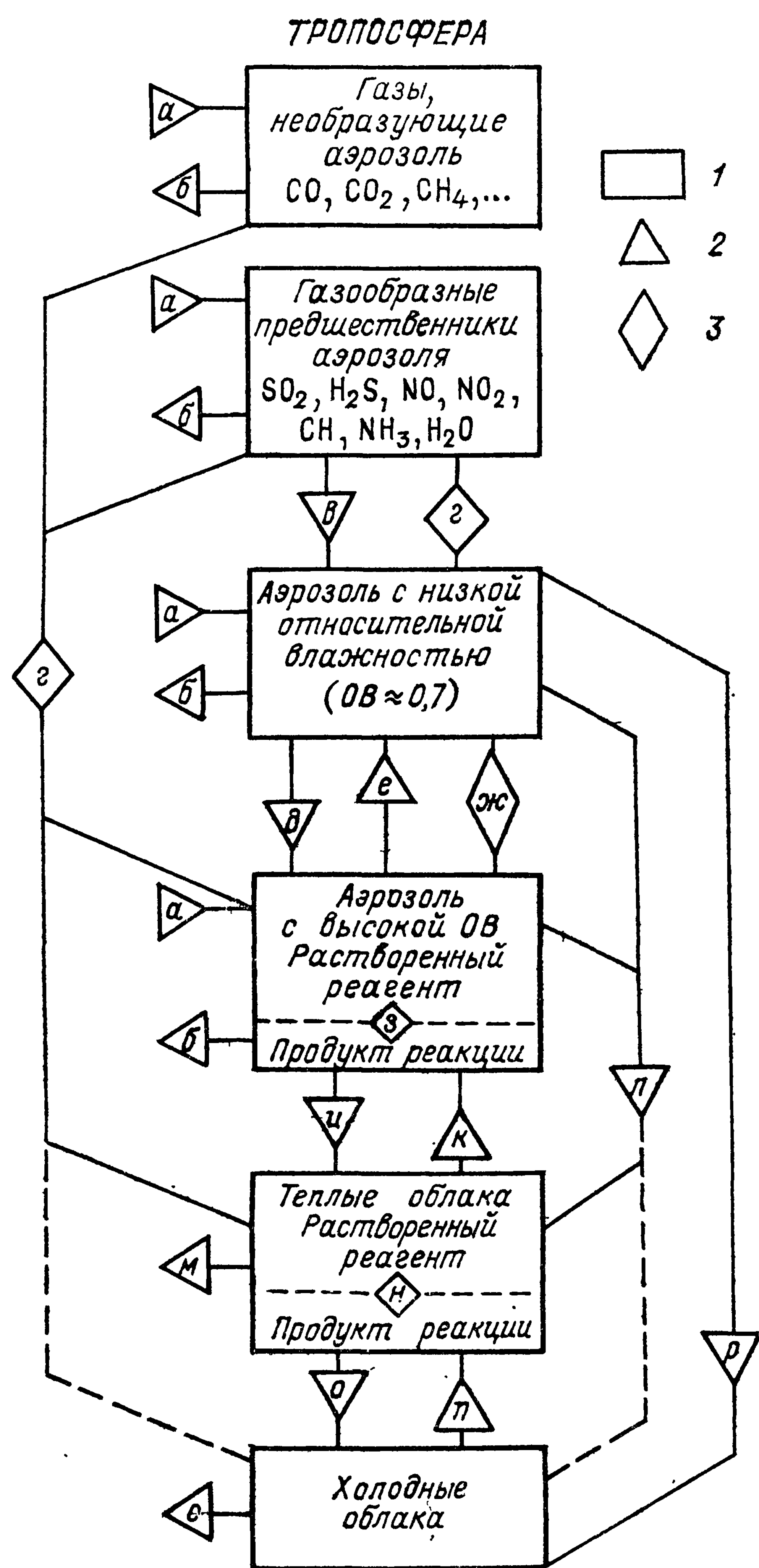
Лог-нормальное распределение было одним из первых использовано для описания спектра размера аэрозольных частиц. Функция распределения имеет следующий вид:

$$n(d) = (N/\lg\sigma_г \sqrt{2\pi}) \exp[-\lg d - \lg d_г/2\lg^2\sigma_г],$$

Таблица 25.1.1

Количество аэрозолей (млн. т/год), поступающих в атмосферу от разных источников по максимальным и минимальным оценкам

Источник естественного происхождения	Тропосфера	Стратосфера	Источник искусственного происхождения	Тропосфера	Стратосфера
			Первичные аэрозоли		
Почва и горные породы	130÷8000	—	Промышленные предприятия	5÷27	—
Океан (в основном NaCl)	300÷1300	—	Пашни	2÷80	—
Вулканы (пепел)	200÷1000	4,0÷50	Установки для сжигания топлива	10÷133	—
Лесные пожары (сажа)	3÷360				
Космическая пыль	0,25÷14	0,25÷14	Транспорт	1,0	0,01÷0,1
			Вторичные аэрозоли		
Серная кислота и сульфаты	130÷200	5÷30	Процессы горения и химические реакции		
Соли аммония	80÷270	2÷15	сульфаты из SO_2	65÷230	—
Нитраты	60÷450	0,1	нитраты из NO_x	25÷40	0,01÷0,1
Органические соединения (терпены и др.)	75÷540		органические соединения	10÷90	0,01
Всего	978÷12100	11÷109		118÷601	0,03÷0,2



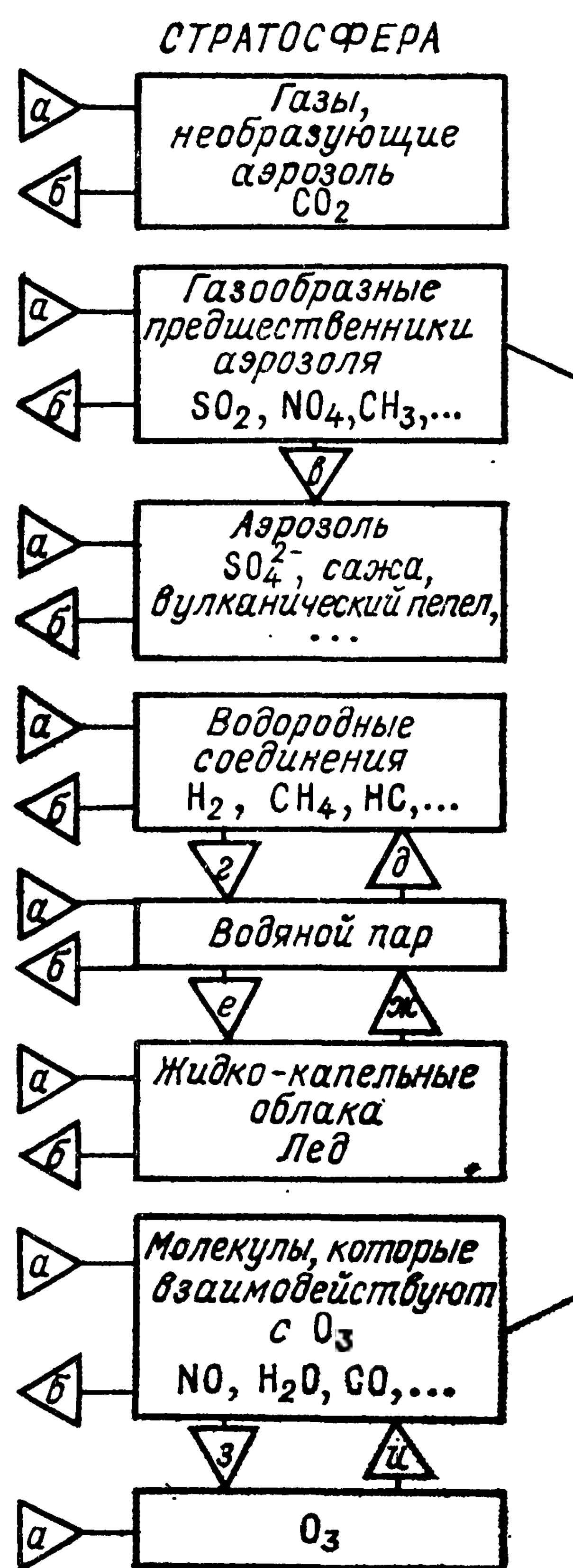


Рис. 25.1.1. Тропосфера и стратосфера как химические системы.

1 — структурные элементы схемы; *2* — процессы, для которых существует лишь одно направление потока вещества; *3* — обратимые процессы. ОВ — относительная влажность.
Тропосфера: *а* — источники, *б* — стоки, *в* — превращение газ—частица, *г* — сорбция, *д* — разжижение, *е* — флуоресценция, *ж* — равновесие по закону Рауля, *з* — реакция в концентрированном растворе капельки, *и* — образование капелек и конденсация паров воды, *к* — испарение, *л* — захват аэрозоля облачными каплями, *м* — реакция в разбавленном растворе, *н* — дождь, *о* — замерзание переохлажденной капли с образованием ледяного ядра, *п* — плавление, *р* — прямая сублимация льда на ядро льда, *с* — осаждение.
Стратосфера: *а* — источники, *б* — стоки, *в* — превращение газ—частица, *г* — реакция окисления, *д* — реакции восстановления, *е* — образование капелек и осаждение воды, *ж* — сублимация, *з* — реакция образования озона, *и* — реакции расхода озона, *к* — радиация.

где $d_г$ — геометрический средний диаметр частиц; $\sigma_г$ — геометрическая стандартная девиация,

$$\lg d_г = \Sigma (n \lg d)/N;$$

$$\lg \sigma_г = \sqrt{\Sigma (n \lg d - n \lg d_г)^2/N};$$

$$\lg d_m^n = n \lg d_г + 2,303\,(nm/2)\lg^2\sigma_г;$$

$$d_г^2 = \left(1/\lg\sigma_г\sqrt{2\pi}\right)\int_0^\infty d^2 \exp\left[-(\lg d - \lg d_г)/2\lg^2\sigma_г\right]\delta \lg d;$$

площадь поперечного сечения частиц —

$$S_0 = \frac{\pi}{4}\int_0^\infty d^2 n d\delta \lg d = \frac{\pi}{4} N_0 d_г^2;$$

масса —

$$m_0 = \frac{\pi}{6}\rho\int_0^\infty d^3 n_d\, \delta \lg d = \frac{\pi}{6} N_0 \rho d_3^3.$$

К эмпирическим формулам относится формула Хргиана—Мазина

$$n(r) = Ar^2 \exp(-b_r),$$

которая хорошо описывает результаты измерений дисперсности в аэрозолях конденсационного происхождения.

Среди универсальных эмпирических формул широкое применение нашло модифицированное гамма-распределение, использованное в расчетах матриц рассеяния для шести моделей распределения частиц атмосферных аэрозолей по размерам:

$$n(r) = Ar^\alpha \exp(-br^\alpha).$$

Легко показать, что предлагаемая четырехпараметрическая функция распределения случайных величин является обобщением большинства известных эмпирических и теоретических законов статистического распределения случайных величин. При определенных значениях параметров она преобразуется в нормальный закон Гаусса—Лапласа, законы Максвелла, Пирсона и другие.

Для описания спектра размеров аэрозольных частиц используется функция

$$n(r) = ar^{-k} \exp(-br^s),$$

для которой достаточно просто определяются моменты p-го порядка

$$M(p) = \int_0^\infty r^p n(r)\,dr = b^{p/s}\Gamma((k+p-1)/s)\times$$
$$\times[\Gamma((k-1)/s)]^{-1},$$

и интегральное распределение

$$N(r) = \frac{a}{s} b^{(1-k)/s}\Gamma((k-1)/s)\,\gamma((k-s-1)/s;\ b/r^s).$$

Эта функция, в частности, может достаточно хорошо заменять функцию Юнге $n(r) = -cr^{-4}$ при значениях $k=4$, $s=1$ для частиц радиусом от $1{,}4\cdot10^{-2}$ до 12 мкм.

Следует отметить, что интегральная функция распределения

$$N(r) = \int_{r_{min}}^\infty n(r)\,dr$$

используется многими исследователями в силу того, что ряд методов измерения спектра размеров частиц позволяет измерять именно эту функцию. Например, для лог-нормального

распределения интегральная функция распределения при $m=3$ имеет вид

$$F(r) = [\mathrm{erf}(z) + 1],$$

где

$$z = (\ln r - l r_\Gamma)/[\sqrt{2} \ln \sigma_\Gamma - m \ln \sigma_\Gamma/\sqrt{2}],$$

r_Γ — средний геометрический радиус, σ_Γ — стандартное геометрическое отклонение.

Как уже говорилось ранее, вид функции распределения частиц по размерам определяется методом (выбор Δt, ΔV и Δr), местом и временем измерения (x, y, z, t), основными характеристиками источников аэрозолей (начальная функция, возраст и химический состав частиц).

25.2. ПОЧВЕННЫЕ АЭРОЗОЛИ

Основным аэрозольным компонентом нижней атмосферы ряда регионов земного шара являются частицы почвенного происхождения, самые большие концентрации которых зафиксированы над аридными зонами, покрывающими более трети поверхности суши [1, 93, 106]. В то же время высокие концентрации частиц обнаружены над обширными районами океана на расстоянии нескольких тысяч километров от континента [148, 164, 168].

Почвенные аэрозоли могут сильно менять оптические свойства атмосферы. На спутниковых фотографиях нередко видна пылевая дымка (шлейфы) [17—20]. Концентрация пылевых частиц зависит от географического района; наиболее сильная дефляция наблюдается в полуаридных регионах. Дефляция почвы определяется ее физическим состоянием, в частности влагосодержанием и степенью нарушенности пахотного слоя. Эти факторы связаны с сезонным землепользованием. Для каждой частицы почвы существует критическая скорость ветра в диапазоне 10—50 м/с, по достижении которой начинается процесс дефляции [80]. Такие условия часто связаны с климатической сезонной изменчивостью [1, 33, 164].

Концентрация пыли в атмосфере в значительной степени зависит от размеров генерируемых почвой частиц, которые могут изменяться в широких пределах: от нескольких десятых, а возможно, и сотых долей микрометра до нескольких сотен микрометров. Скорость оседания частиц размером больше 10 мкм относительно высока, и они быстро выводятся из атмосферы ($\tau < 10^2$—10^4 с), что приводит к заметному уменьшению концентрации частиц сразу после их подъема с поверхности почвы. В задачах, связанных с дальним переносом и долговременными эффектами, представляют интерес физические и химические свойства частиц размером менее 10 мкм. Однако с точки зрения процесса дефляции весьма существенна роль больших частиц.

Для понимания физических причин изменчивости концентраций почвенных аэрозолей необходимо знать состав почвы и ее физическое состояние, а также влияние мелко- и крупномасштабных метеорологических процессов на интенсивность образования частиц разных размеров и их перенос в атмосфере.

В литературе, посвященной определению концентрации почвенной пыли в атмосфере, отмечается весьма сильная пространственно-временная изменчивость содержания пыли и отчетливая связь с аридными районами земного шара [17, 106, 148, 164]. Согласно данным [147], площадь полуаридных земель составляет около 21 млн. км², аридных — 21,5 млн. км², крайне аридных — 5,6 млн. км², т. е. общая площадь аридных земель составляет примерно 48,4 млн. км², или 36 % поверхности суши.

Количественных данных о глобальном распределении почвенной пыли и ее физико-химических свойствах пока еще мало. Поэтому приходится пользоваться такими показателями, как частота пылевых бурь и повторяемость пылевых дымок. Бóльшая часть количественных данных по пылевым характеристикам ограничивается данными измерений массовой концентрации пыли. Однако поскольку физико-химические характеристики почвенной пыли в глобальном масштабе относительно постоянны, значения массовой концентрации можно переводить в значения счетной концентрации и распределения частиц по размерам, которые затем использовать для моделирования (табл. 25.2.1).

Распределение частиц по размерам изучалось в работах [26, 43, 59, 93], общим итогом которых можно считать вывод о том, что почвенные аэрозоли различных районов земного шара характеризуются достаточно похожими функциями распределения частиц по размерам [160]. Их можно представить в виде суперпозиции нескольких лог-нормальных функций (рис. 25.2.1).

Таблица 25.2.1

Характерные значения оптических параметров аэрозоля различных типов

Тип аэрозоля	ω_0 0,55 мкм	ω_0 10 мкм	1-д	σ_e (10 мкм)/σ_e (0,55 мкм)
Сажевый	0,209	0	0,66	0,033
Океанический	1	0,692	0,22	0,2[illegible]0
Пылевой	0,653	0,558	0,12	1,08
Растворимый в воде	0,957	0,209	0,37	0,[illegible]9
Морской	0,989	0,680	0,26	0,[illegible]9
Континентальный	0,891	0,486	0,36	0,097
Городской	0,647	0,173	0,41	0,03[illegible]
Сернокислотный	1	0,010	0,27	0,[illegible]
Вулканический	0,947	0,130	0,30	0,035

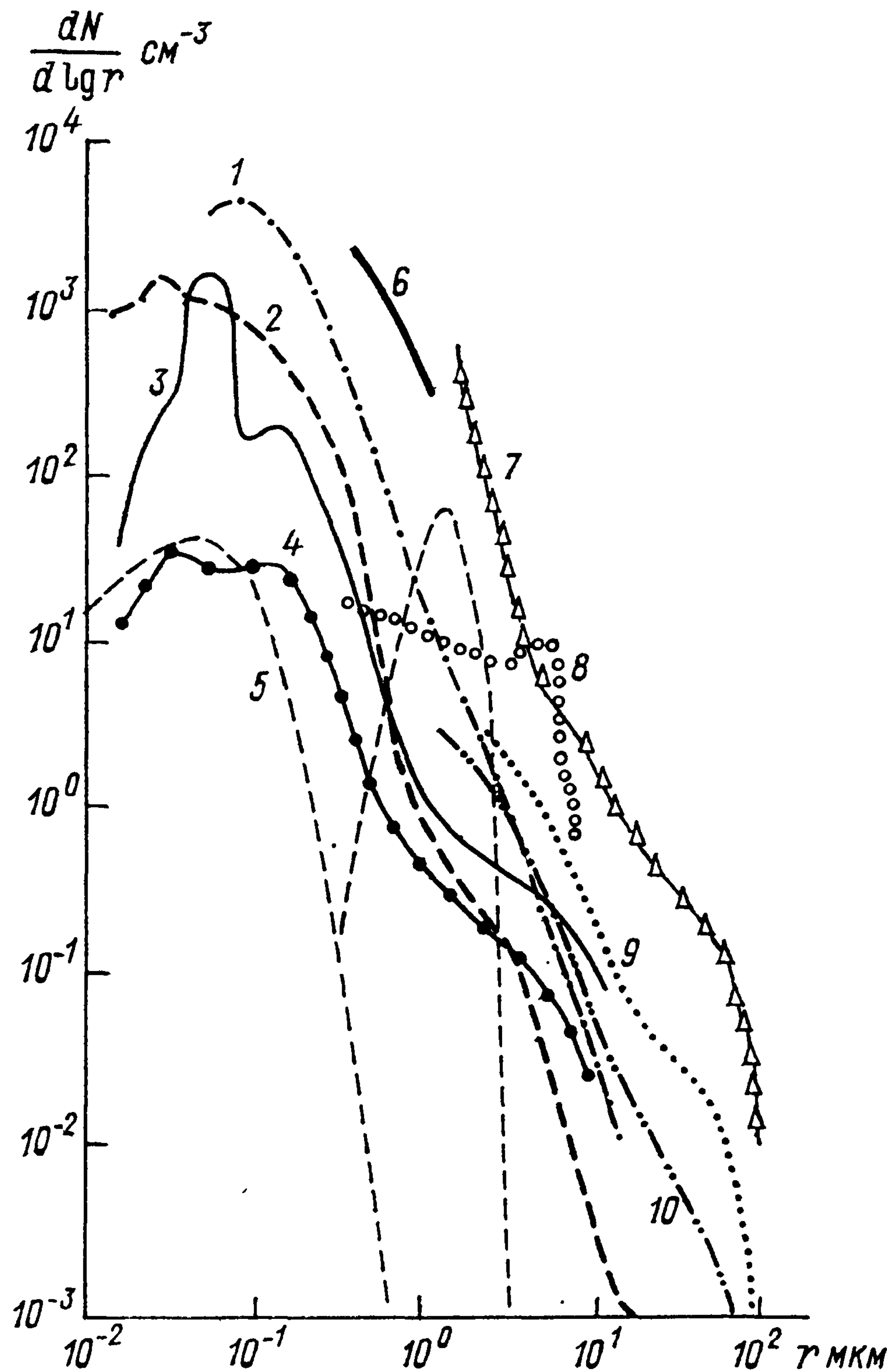


Рис. 25.2.1. Распределение частиц по размерам для аэрозолей почвенного происхождения.

1 — модельное [67]; *2* — штат Колорадо, США [192]; *3, 4* — Северный Казахстан, СССР [26]; *5* — модельное распределение фоновых и почвенных аэрозолей; *6* — Раджастан, Индия; *7* — пустыня Сахара [107]; *8* — штат Техас, США; *9* — пустыня Сахара [107]; *10* — сахарская пыль над Атлантическим океаном [107].

Радиус оптически активных почвенных частиц находится в диапазоне 0,5—10 мкм при среднем поверхностном радиусе $r \approx 1{,}5$ мкм и геометрическом стандартном отклонении 2,[illegible]. Это справедливо для усредненного глобального распределения почвенных аэрозольных частиц по размерам. В зависимости от физико-химических свойств почвы, высоты подъема частиц и метеорологических факторов может происходить значительная трансформация функции распределения частиц по размерам [26, 30, 39].

В табл. 25.2.2 представлены данные об относительном содержании главных элементов почвенной пыли в различных районах [106]. Сведения о малых компонентах почвенных аэрозолей ограничены в основном данными о выносе пыли из Сахары [102, 168, 177, 178] и пустынь Азии [197]. Важным

Таблица 25.2.2

Относительное содержание главных элементов почвенного аэрозоля

Место отбора пробы	SiO_2	TiO_3	Al_2O_3	Fe_2O_3	CaO	MgO	K_2O	Na_2O	P_2O_6	$\frac{SiO_2}{Al_2O_3}$	$\frac{Al_2O_3}{Fe_2O_3}$
Айова (США)	69,87	0,55	11,53	2,88	3,15	1,08	2,46	1,18	0,14	6,06	4,00
Канзас (США)	66,31	0,63	13,93	4,24	1,98	1,43	2,58	0,92	0,19	4,76	3,29
Сванси (В. Б.)	54,03	1,11	28,50	10,39	5,29	0,47	—	—	—	1,90	2,74
	57,20	0,94	17,26	7,80			—	—	—	3,31	2,21
Сурей (В. Б.)	50,53	—	20,18	—	9,50	2,04	2,53	1,27	—	2,50	
Западная Африка	49,34	0,66	10,34	4,14	—	—	1,62	0,80	—	4,77	2,50
Атлантический океан	64,40	1,10	9,80	5,30	0,80		2,30	1,80		6,54	1,55
	75,30	0,30	11,50	6,20	0,90	—	2,70	2,10		6,54	1,85
Новый Южный Уэльс	58,02	—	17,18	5,45	2,27	—			—	3,38	3,15
Атлантический океан	45,38	—	20,55	9,39	—	2,21	3,64	2,33	—	2,22	2,19
Гренландия	62,25	—	14,93	—	5,09	3,00	2,02	4,01	0,11	4,17	—
Австралия	70,60	—	13,74	4,66	0,70	—	—	—	—	3,77	4,02
	79,10	—	10,58	2,97	2,00	—	—	—	—	7,78	3,56
Ароса	75,10	—	—	6,80	0,10	1,60	—	—	—	—	—
	49,49	—	—	22,60	9,10	3,27	—	—	—	—	—
Фруме	37,30	—	12,10	9,95	11,46	0,40	—	—	—	4,09	1,22
Красное море	56,05	1,45	15,50	8,45	6,35	3,30	1,70	2,15	0,25	3,62	1,83
Польша	58,49	0,58	10,59	4,92	6,63	1,20	1,56	0,79	0,24	5,52	2,15
	60,43	0,68	12,44	5,88	1,73	1,48	1,79	0,53	0,31	4,86	2,11
	59,73	—	12,76	7,04	1,97	1,78	—	—	0,28	4,68	1,81
	57,94	0,70	12,30	5,49	2,03	1,77	2,97	0,31	0,24	4,71	2,24
Баден	41,69	—	13,92	5,29	7,91	19,20	2,72	2,83	0,42	2,99	2,63
Тунис	70,95	—	2,13	4,10	—	—	—	—	—	33,30	0,52
Среднее	59,99	0,88	14,13	6,85	3,94	2,60	2,35	1,50	0,24	5,73	2,41

обстоятельством для элементного состава почвенной пыли является его сходство со средним элементным составом коркового вещества или почвы, что резко отличает почвенные аэрозоли, например, от городских аэрозолей, которые сильно обогащены элементами явно антропогенного происхождения. Существует обстоятельная литература по минералогии почвенных аэрозолей [168]. Основные данные получены методами рентгеноструктурного анализа. Трудности этого анализа обусловлены в первую очередь тем, что объем исследуемых проб очень мал (от миллиграмма до нескольких десятков миллиграмм). Методы, которые могли быть использованы, ограничены способом подготовки образца для анализа. Кроме того, так как аэрозольное вещество представляет собой наиболее сильно выветриваемую часть почвы, интерпретация результатов рентгеноструктурного анализа становится весьма трудной и в нее привносятся субъективные соображения. Поэтому выводы из этих анализов достаточно сомнительны.

Тем не менее существующие данные позволяют сделать некоторые определенные выводы. Прежде всего частицы фракции диаметром меньше 10 мкм составляют в основном глинистые минералы, преимущественно иллит и слойные глины. Это верно для аэрозолей, собранных вблизи источника [93] и над океанами [168]. Кварцевые частицы, как правило большого размера, обволакиваются глинистыми частицами [93]. Однако на значительном удалении от источника кварц может быть главным компонентом в частицах размером меньше 10 мкм, при этом их доля в общем содержании пыли составляет 2—20 % [168].

Минеральный состав почвенных аэрозолей, поступающих от характерных основных источников, по-видимому, довольно постоянный. В работах, посвященных минералогическому составу сахарских аэрозолей, отмечается консерватизм минерального состава пылевых проб, взятых как за одни, так и за несколько суток, а также собранных в период повышенной запыленности или в разные сезоны [102]. Однако состав почвенной пыли, поступившей в атмосферу от различных источников в разных регионах, может существенно различаться. Например, по минералогическому составу пылевые пробы, собранные над относительно небольшим районом восточной экваториальной части Тихого океана в течение нескольких недель, можно было разделить на две сильно различающиеся группы [169]. В первой группе значительная доля приходилась на плагиоклаз и пироксен, что свидетельствует об андезитном источнике, расположенном, вероятно, в Мексике. Вторая группа содержала материал, скорее всего, поступивший из аридных прибрежных районов Перу и северной части Чили, в основном это были иллит и кварц.

Минеральный состав аэрозолей дает богатую информацию об источнике пылевого материала и характере режима выветривания.

Оптические свойства почвенных аэрозолей в значительной степени определяются комплексным показателем преломления $m(\lambda)=n_{Re}-in_{Im}$ зависящим от длины волны излучения λ, где n_{Re} — действительная компонента показателя преломления, а n_{Im} — мнимая, являющаяся параметром поглощения и для массивных образцов и связанная с коэффициентом k соотношением $n_{Im}=k\lambda\cdot 4\pi$. Для оптических характеристик почвенных аэрозолей важны также размеры и форма частиц. Климатологически важными радиационными характеристиками почвенных аэрозолей являются оптическая толщина τ, альбедо однократного рассеяния ω и параметр асимметрии q, определяемый отношением интенсивностей рассеяния излучения частицей вперед и назад.

Показатель преломления аэрозолей обусловлен их физико-химическими свойствами, определяемыми механизмами генерации и химическим составом частиц. Почвенные аэрозоли состоят из гигантских частиц, представляющих собой по большей части минералы (кварц, шпат и др.), и более мелких частиц, которые в основном относятся к глинам. Показатели преломления для этих двух типов частиц должны существенно различаться. Мнимая часть комплексного показателя преломления n_{Im} может быть измерена непосредственно либо определена из данных измерений оптических свойств аэрозолей. Используются оба подхода [28, 29, 159, 187].

Общепринято, что для каждого основного компонента почвенных аэрозолей $n_{Re}\sim 1{,}5$ для видимой области спектра при относительной влажности около 50 %. Мнимая часть показателя преломления кварца в диапазоне длин волн 0,3—0,7 мкм значительно меньше 10^{-6}. В инфракрасной области спектра наблюдается более сложная зависимость обоих компонентов комплексного показателя преломления. Имеется большое число измерений этих характеристик кварца в ИК диапазоне [162, 184, 191, 196]. Для других важнейших компонентов почвенных аэрозолей результаты измерений оптических констант приведены в работах [28, 29, 68, 86, 91, 92, 139, 167, 174, 186].

В видимой области спектра для большинства компонентов почвенных аэрозолей мнимая часть показателя преломления $n_{Im}\leqslant 0{,}001$. Наибольший интерес с этой точки зрения представляют минералы, содержащие оксиды железа. У них наблюдаются более высокие значения с характерным спектральным ходом [27].

Отметим, что в ИК-области спектра для различных природных веществ, составляющих почвенные аэрозоли, существуют характерные полосы поглощения, из которых наибольший интерес представляют полосы поглощения в атмосферном окне прозрачности 8—13 мкм. Доминируют сильные полосы поглощения: при $\lambda=9{,}2$ мкм (1080 $см^{-1}$) принадлежащая кварцу и при $\lambda=9{,}8$ мкм (1020 $см^{-1}$) принадлежащая вулканическому материалу. Полоса поглощения кварца относи-

тельно узка, так как определяется практически колебательной полосой поглощения SiO_2, содержащего только ион Si. Вулканические материалы и глины имеют различные структуры, в которые включены также ионы алюминия и других элементов. Включения этих элементов уменьшают частоту колебаний, что в результате увеличивает длину волны максимума поглощения по отношению к максимуму поглощения кварца: для вулканического материала до 9,8 мкм, а для минерала монтморилонита до 9,5 мкм.

Исследования [77, 166] радиационных характеристик сахарской пыли показали, что мутность, обусловленная почвенными аэрозолями, является почти независимой от длины волны излучения в видимом и близком к видимому диапазонах длин волн. Расчеты [152], в которых использованы модельные представления о дисперсности и оптических константах вещества частиц, свидетельствуют о почти полном отсутствии спектрального хода для τ почвенных аэрозолей при $\lambda=1$—10 мкм. В работе [77] показано, что для сахарских аэрозолей при $\lambda=0{,}48$ мкм $\omega=0{,}7$. Близкое значение $\bar{\omega}=0{,}75$ при $\lambda=0{,}55$ было получено в работе [161] для аэрозолей глинистого типа. Значения $\bar{\omega}$ будут уменьшаться с увеличением длины волны от 1 до 10 мкм при увеличении поглощения и уменьшении эффективности рассеяния. Около силикатного пика поглощения величина $\bar{\omega}$ уменьшается до 0,4. По данным работы [77] для сахарских аэрозолей при $\lambda= 0{,}48$ мкм $q \approx 0{,}78$, а при $\lambda = 0{,}55$ мкм $q \approx 0{,}75$.

25.3. ОКЕАНИЧЕСКИЕ АЭРОЗОЛИ

Понятие океанические аэрозоли вошло в практику геохимических, экологических, климатологических и других исследований. К океаническим аэрозолям относят: твердые и жидкие частицы малых размеров (от долей до десятков мкм в диаметре), содержащиеся в атмосфере над океаном, и атмосферные частицы, источником которых является морская вода. Для изучения влияния океанических аэрозолей на климат необходимо рассмотреть закономерности обмена веществом между океаном и атмосферой, определить концентрацию и химический состав аэрозолей над океаном и их оптические характеристики. К настоящему времени получен многочисленный фактический материал, позволяющий определить генезис аэрозолей в атмосфере над океаном и выявить закономерности пространственного распределения их концентраций.

Океан занимает 2/3 поверхности Земли и является мощным постоянно действующим поставщиком аэрозольного вещества в атмосферу. Химический состав океанических аэрозолей существенно отличается от химического состава морской воды, из которой они образуются. Причину этого следует искать в особенностях химического состава поверхностного микрослоя морской воды, которые обусловлены: 1) химическим составом океанической воды; 2) концентрированием на поверхности раздела океан—атмосфера поверхностно-активных веществ; 3) флотацией к поверхности взвешенных в морской воде частиц; 4) выпадением из атмосферы эолового материала; 5) фото-, био- и другими химическими превращениями на поверхности океана.

Распределение концентрации и химический состав аэрозолей в океанической атмосфере зависят от ряда факторов, среди которых следует особо отметить динамику атмосферных процессов над океаном, влажность и температуру воздуха, частоту и интенсивность выпадения метеорных осадков и т. д. Из факторов, определяющих закономерности обмена веществом между океаном и атмосферой, наиболее существенным является химический состав океанической воды.

Вертикальная структура и дисперсность океанических аэрозолей определяется механизмами их образования и эволюции. Значительная доля аэрозольных частиц возникает в результате испарения капель морской воды и содержит в основном легкорастворимые, гигроскопические вещества. Процессы генерации диспергированного вещества в результате разбрызгивания и высыхания капель рассматриваются в работах [9, 26, 39], а образование частиц при схлопывании всплывающих на поверхность пузырьков газа — в [39, 71, 133]. Образование частиц при разбрызгивании и высыхании капель происходит в том случае, когда скорость ветра больше 7 м/с. Причем размеры частицы в основном более 1 мкм и их концентрация не выше $5 \cdot 10^{-2}$ см$^{-3}$. Схлопывание пузырьков происходит тремя различными способами: 1) при распаде струйки воды, выбрасываемой из центра каверны лопающегося пузырька; 2) при стягивании лопнувшей пленки пузырька; 3) в момент разрыва пленки всплывающего на поверхность пузырька, газ в котором находится под избыточным давлением. Первым способом образуются частицы большого диаметра ($r>0{,}5$ мкм), поэтому он эффективен только при ветре. Вторым и третьим способами образуются более мелкие частицы, причем третий способ генерации аэрозольных частиц наиболее эффективен. Размеры образующихся частиц составляют 0,1—0,25 мкм, а по некоторым данным [34] преимущественные размеры частиц 0,05—0,1 мкм.

Электронно-микроскопический анализ проб океанических аэрозолей также свидетельствует, что размеры значительной доли частиц меньше 0,05 мкм [14]. Причем их морфологическая структура соответствует структуре сульфатных частиц. Следовательно, необходимо предположить, что в воздухе над морской поверхностью идет интенсивная генерация аэрозолей из газовой среды. В частности, возможен вариант образования частиц на кластерах, содержащих Na^+ или ионы других металлов.

Таким образом, диапазон размеров аэрозольных частиц достаточно широк и в распределении частиц по размерам должно быть не менее двух максимумов: в области $r>0{,}5$ мкм из-за механизма разбрызгивания, в области 0,05 мкм$\leqslant r \leqslant 0{,}15$ мкм из-за лопающихся пузырьков, а также возможно в области $r<0{,}05$ мкм в результате процессов образования частиц из газовой фазы. Практически все частицы весьма гигроскопичны, а значит, при довольно высокой относительной влажности над морской поверхностью они будут заметно укрупняться при даже небольших колебаниях влажности и легко удаляться из нижних слоев атмосферы. Это должно приводить к необычной вертикальной структуре аэрозолей — рост или постоянство концентрации частиц с высотой, до высоты $0{,}5 \div 1$ км [7, 26]. Причем с высотой должна меняться дисперсность, в первую очередь вследствие уменьшения влажности. Кривая распределения частиц по размерам со стороны крупных частиц будет более пологой, чем для частиц континентального аэрозоля. Этот факт отмечают практически все, проводившие натурные наблюдения [26, 56, 67, 129]. При описании ниспадающей ветви формулой Юнге $dN/d \lg r = -Cr^{-\nu^*}$ значения ν^* варьируют от 1 до 4, при средних значениях r, равных 2,30 [130] и 3,5 [26]; в [56] $\nu^*=2{,}5$. Метниекс [130] предположил, что в экспериментах он наблюдал смесь океанических и континентальных аэрозолей. На основании этого он полагает, что океанические аэрозоли можно описать формулой Юнге с постоянной $\nu^*_{\text{ок}}=3$, а вариации $\nu^*_{\text{набл}}$ определяются соотношением между содержанием аэрозолей двух типов.

Большой цикл натурных наблюдений, выполненных как в открытом океане, так и во внутренних морях, в том числе в прибрежных зонах, позволяет утверждать, что вклад континентальных аэрозолей в общее содержание аэрозолей над океанами и морями достаточно велик и особенно существен в тропосфере [4, 6, 7, 26, 56].

Экспериментальные данные о вертикальной структуре аэрозолей над морями довольно ограничены. В приводном слое до высоты 10 м очень велика концентрация капельных частиц, размер которых достигает 10^2 мкм и более. Вертикальный турбулентный обмен над морями менее интенсивен, чем над континентами, в связи с чем зоны активного турбулентного обмена над океаном располагаются ниже, чем над континентами. В приземном слое может быть заметное возрастание счетной концентрации частиц до высоты 0,3—0,5 км, что, вероятно, обусловлено высокой эффективностью захвата солевых частиц морскими волнами, резко понижающими их концентрацию в приповерхностном слое атмосферы. В слое 0,5—1,5 км обычно наблюдается экспоненциальное падение содержания аэрозолей с высотой, затем до высоты 4—5 км концентрация частиц с 0,1 мкм$\leqslant r \leqslant 2{,}0$ мкм может быть постоянной, хотя отмечаются слои с относительными максимумами [172]. В отдельных случаях (в послеполуденное время) наблюдалось даже непрерывное увеличение счетной концентрации с высотой [7]. Изучение вертикальных профилей солевых компонентов океанических аэрозолей свидетельствует, что уже на высоте 3,0 км над поверхностью океана (в средних широтах) их концентрация составляет не более 1 % концентрации, отмечаемой на уровне 0,5 км. Столь резкое обеднение солевыми частицами этого слоя тропосферы объясняется высокой эффективностью «облачного фильтра». Это подтверждают данные наблюдений за дисперсностью и морфологической структурой частиц с помощью электронного микроскопа [6].

Непосредственные заборы проб аэрозолей с помощью фильтров над поверхностью океанов и морей и последующий их химический анализ в большинстве случаев свидетельствуют о разной интенсивности вымывания аэрозолей различного химического состава и дисперсности. Оценки экспериментально измеренных среднемассовых значений радиуса частиц для разных элементов были сделаны в работе [131]:

Вещество	r_m мкм	Вещество	r_m мкм
Na	3,5±0,6	Co, V, Se, Cs, Rb,	1±0,5
Zn	0,4	Hg, Ta, Eu, Ce	
Cu	0,96±0,70	Pb, Cd, Sb	0,3—0,5
Mn	0,88±0,30	Органические	<0,25
Fe	0,7±0,2	Сульфаты, H_2SO_4	0,2—0,5
Cl, Mg, K, Ca, Br	3—4		

Очевидно, время жизни в атмосфере частиц, у которых r_m меньше, должно быть больше.

Для расчета оптических характеристик океанических аэрозолей наибольшее значние имеют данные о поле концентраций в атмосфере тех элементов (или соединений), которые определяют основную массу аэрозольного вещества в диапазоне размеров 0,05 мкм$\leqslant r_m \leqslant$1,0 мкм. Массовая концентрация морской соли приближенно описывается регрессионным уравнением

$$\ln c = 0,16u + 1,45,$$

где c — в мкг/м³, а u — в м/с.

Данные измерений последних лет свидетельствуют о том, что значительную долю аэрозолей в этом диапазоне размеров составляют сульфатные частицы из органических веществ. На долю NaCl приходится всего лишь 20 % общей аэрозольной массы; 60 % мелких частиц содержат сернистые соединения, в основном сульфаты, а 30 % — такие элементы, как H, C, N, O. Причем более высокое содержание вторичных сульфатных и нитратных аэрозолей наблюдается в низких широтах. Обнаруживается суточный ход их содержания, свидетельствующий о преимущественно фотохимических процессах образования сульфатных и нитратных аэрозолей (их максимальное содержание отмечается в полдень). Содержание органических веществ в аэрозолях составляет примерно 0,15÷0,50 мкм/м³, причем наблюдается прямая зависимость их содержания от концентрации морской соли, если концентрация NaCl меньше 2,5 мкг/м³, и отсутствие этой зависимости при более высокой концентрации NaCl, т. е. при скорости ветра u>5 м/с.

Это служит доводом в пользу предположения, что частицы органического происхождения — это в основном высыхающие и гниющие морские водоросли. Вклад аэрозолей минерального происхождения в состав аэрозолей над океанами может быть значительным при мощном пылении почв. Экспериментально это неоднократно наблюдалось в периоды выноса пыли из Сахары в Атлантику, из пустынь Центральной Азии в Тихий океан, из пустыни Каракум в Каспийское море [4, 6, 7, 23, 26, 39, 42—44, 56, 145, 171 и др.] (табл. 25.3.1—25.3.3). В таких случаях массовая концентрация аэрозольного вещества может превышать 200 мкг/м³, в основном за счет частиц радиусом 10 мкм, и определять оптические свойства атмосферы над морской поверхностью. В частности, в составе минеральной пыли может присутствовать гематит (Fe_2O_3), поглощающий радиацию в видимой области спектра. Влияние антропогенных факторов на химический состав и концентрацию аэрозолей существенно в районах Северной Атлантики, Средиземного и Северного морей. В частности, одним из таких факторов может быть загрязнение поверхности океана нефтяной пленкой.

Таблица 25.3.1

Химический состав аэрозолей, собранных над Балтийским морем с помощью импактора

Элемент	Концентрация аэрозоля, нг/м³	r_m мкм	Элемент	Концентрация аэрозоля, нг/м³	r_m мкм
Na	200—700	3,5±0,6	Fe	10	0,72±0,2
Zn	20—30	0,3	Cr	1—2	—
Cu	10—20	0,96±0,7	Li	1—4	—
Mn	4—8	0,88±0,3	$C_{орг}$	1500	—

Таблица 25.3.2

Химический состав атмосферных аэрозолей в тропических районах Атлантики. По [56]

Район	Концентрация, мкг/м³												$\frac{Cl}{Na^+}$	$\frac{SO_4^{2-}}{Cl^-}$	$\frac{Ca^{2+}}{Na^+}$
	Cl			SO_4			Na^+			Ca^{2+}					
	средняя	макси-мальная	мини-мальная	средняя	макси-мальная	мини-мальная	средняя	макси-мальная	мини-мальная	средняя	макси-мальная	мини-мальная			
Карибское море	13,0	23,3	5,1	3,8	8,0	1,7	—	—	—	—	—	—	—	0,29	—
	21,4						12,8	14,6	10,8	—	—	—	1,67	—	—
Юкатанский залив	20,6	44,2	7,5												
	19,2			9,8	24,4	2,8								0,51	
	15,5						9,0						1,72		
Мексиканский залив	11,6	25,3	4,4												
	10,7			3,5	8,4	0,9							0,33		
Флоридский пролив	13,6	33,5	6,0	6,0	14,8	1,6								0,44	
	15,8						9,4	20,6	3,3	1,3	2,6	0,7	1,68		0,14
Атлантический океан	6,8	13,0	2,1	2,6	7,8	0,7								0,38	
	8,7						4,5	6,1	3,3				1,93		
							6,1			1,7					0,28

Таблица 25.3.3

Элементный состав аэрозолей в приводном слое Атлантического океана в экваториальной зоне (НИС «Профессор Визе», АТЭП-74), мкг/м³ [29]

Время взятия пробы		Элемент												
дата	часы	Na	K	$[SO_4]^{-2}$	Fe	Ni	Al	Ca	Pb	Mn	Mg	Cu	Zn	Cs
24.07	12	3,0	0,70	0,40	5,0	0,20	1,5	0,80	—	0,040	1,0	0,050	—	0,050
27.07	12	1,7	0,45	1,2	1,8	0,15	2,0	2,5	—	0,050	1,3	0,060	—	—
13.08	12	2,0	0,50	0,40	6,1	0,73	1,2	0,46	0,036	0,067	1,3	0,050	1,3	—
	14	7,3	1,8	1,0	13,1	0,70	7,2	1,2	0,10	0,18	3,8	0,13	2,3	—
31.08	12	5,2	1,3	0,50	7,1	0,09	1,3	9,71	0,10	0,11	2,1	0,070	0,98	—
1.09	09	8,0	2,1	1,8	0,46	0,21	0,49	12,0	—	0,26	4,3	0,90	0,30	0,16
	12	1,8	0,40	1,5	0,46	0,20	1,4	10,0	—	0,16	2,7	0,50	0,16	—
	18	3,5	1,1	1,9	3,1	0,20	0,47	12,0	—	0,10	4,1	0,90	0,90	—

Таким образом, можно сделать вывод, что поле массовой концентрации аэрозолей над морской и океанской поверхностью весьма неоднородно, зависит от метеоусловий и меняется в течение суток, а также от сезона к сезону. Довольно неоднороден и химический состав океанических и морских аэрозолей.

Особенности оптических свойств морских и океанических аэрозолей определяются физико-химическими характеристиками генерируемых над морской поверхностью частиц, относительно высокой влажностью приводного слоя атмосферы и характером движения воздушных масс. Довольно много экспериментальных исследований оптических свойств нижних слоев атмосферы и всей атмосферной толщи выполнено в прибрежных районах. Исследовались как спектральные характеристики ослабления, так и индикатрисы рассеяния, а в отдельных случаях проводились измерения и других элементов матрицы рассеяния [4, 35, 49, 50, 51, 53, 62, 66]. Обнаружены определенные зависимости этих характеристик от влажности и ветрового режима, причем выяснилось, что определяющим фактором формирования оптических свойств нижних слоев атмосферы прибрежных районов является относительная влажность [4, 24, 28, 41]. Эти результаты хорошо укладываются в рамки представлений о конденсационном росте растворимых аэрозольных частиц, химический состав которых близок к морской соли [41, 42, 56, 67].

Для открытых районов океана экспериментальных данных об оптических характеристиках атмосферных аэрозолей значительно меньше. В частности, в широкой области спектра до $\lambda=13$ мкм есть материалы только единичных измерений [4, 47, 65, 66]. Для решения задач климатического мониторинга наиболее важны оптические характеристики аэрозолей в видимой и ближней ИК-области спектра, которые исследованы значительно более основательно [4, 25, 35, 44, 47, 53]. В настоящее время накоплен большой наблюдательный материал по сезонному и широтному ходу оптических аэрозольных толщ над поверхностью Атлантического и Тихого океанов [43, 51, 53]. В сезонном ходе оптической аэрозольной толщи атмосферы проявляется заметное влияние вклада в него континентального компонента. Основной максимум оптической аэрозольной толщи приходится на летние месяцы (τ (10,5 мкм) $\approx$ $\approx 0{,}3 \div 0{,}4$), когда интенсивность генерации аэрозолей наиболее велика. По данным различных авторов, широтный ход аэрозольных оптических толщ обнаруживает увеличение значений τ с уменьшением широты, на которой производились измерения [53].

Данные исследований спектрального хода аэрозольных оптических толщ атмосферы в видимой области спектра показывают значительное разнообразие типов спектрального хода. Спектральный ход оптических аэрозольных толщ в видимой области спектра в основном определяется дисперсностью частиц, тогда как более важный в климатологическом плане параметр — спектральная функция поглощения радиации аэрозолями — зависит от химического состава диспергированного вещества, наличия в нем поглощающих компонентов — сажи или оксидов железа.

В работе [53] по виду спектрального хода аэрозольные оптические толщи атмосферы над Атлантическим океаном предложено разбить на следующие типы:

1) континентальная (влажные воздушные массы); наблюдается при северных ветрах; для нее характерно регулярное заметное уменьшение $\tau_a(\lambda)$ с ростом длины волны;

2) приморская с минимумом $\tau_a(\lambda)$ в красной области спектра и возрастанием $\tau_a(\lambda)$ в ближней ИК-области спектра;

3) океаническая с минимумом $\tau_a(\lambda)$ в зеленой области спектра (подтип а) и с дополнительным минимумом в ультрафиолетовой области спектра (подтип б);

4) арктическая (сухие воздушные массы) с максимумом $\tau_a(\lambda)$ в видимой области спектра;

5) послеливневая, $\tau_a(\lambda)$ растет с увеличением длины волны и очень низких значениях $\tau_a(\lambda)$;

6) нейтральный ход $\tau_a(\lambda)$, наблюдающийся в морском тумане.

Большинство исследователей отмечают, что значительная доля вещества диспергированной фазы (до $70 \div 80$ %) приходится на воду [14, 24, 26]. Это в значительной степени определяет спектральный ход коэффициентов аэрозольного ослабления в инфракрасной области спектра. Наблюдается определенный рост $\tau_a(\lambda)$ с увеличением λ, что не обнаруживается ни для одного типа $\tau_a(\lambda)$ в континентальных условиях. Слабо проявляется или совсем не проявляется полоса поглощения в области 9—10 мкм, обусловленная присутствием в атмосфере сульфатных и силикатных частиц.

Исследование вертикальной структуры оптических характеристик аэрозолей над океанами проводилось эпизодически [4, 6, 35]. Значительно больше данных таких наблюдений над внутренними морями. Общий вывод, основанный на данных натурных исследований вертикальной структуры оптических характеристик океанических аэрозолей, состоит в следующем: все особенности структуры, обусловленные химическим составом и физико-химическими свойствами частиц океанических аэрозолей, наблюдаются только до высоты 3—4 км, а влияние физических свойств океанической или морской поверхности на стратификацию атмосферы (температурный профиль, вертикальные движения воздушных масс, турбулентный обмен, структура аэрозольных слоев) — до высоты 5—6 км.

В последние годы идет накопление экспериментальных данных о пространственной структуре коэффициентов рассеяния, обратного рассеяния и ослабления, полученных со спутников [132] и методами лазерного зондирования [25, 35]. Однако следует отметить, что отсутствие параллельных микрофизических исследований океанических аэрозолей существенно обедняет получаемую при этих измерениях информацию.

25.4. ВТОРИЧНЫЕ АЭРОЗОЛИ ИЛИ АЭРОЗОЛИ, ОБРАЗУЮЩИЕСЯ *in situ*

Реакции образования и трансформации атмосферного аэрозоля происходят в газовой и жидкой фазах, а также на поверхности взвешенных в воздухе твердых частиц, выступающих в качестве катализаторов. В этом разделе мы рассмотрим образование аэрозоля из газовых компонентов непосредственно в атмосфере. Этот тип аэрозоля получил название вторичного аэрозоля.

Процесс перехода легкоконденсирующихся веществ, изначально находящихся в газообразном состоянии, в диспергированную фазу может происходить в результате: 1) гомогенной конденсации молекул одного и того же газа (пара); 2) гомогенной гетеромолекулярной конденсации молекул нескольких газов (паро́в); 3) адсорбции молекул газа (пара) на аэрозольных частицах-катализаторах и 4) гетерогенной конденсации (на ядрах). Первые два типа конденсации характерны для условий, реализующихся в практически незапыленной атмосфере. Скорость процессов конденсации в этом случае зависит от частоты случайных столкновений между молекулами газа (газов), способности последних к образованию связей и физико-химических характеристик среды, в которой протекают интересующие нас процессы. Если указанные выше условия благоприятствуют формированию комплексов-ассоциаторов (кластеров), состоящих хотя бы из нескольких молекул, и эти кластеры под влиянием микролокальных флуктуаций температуры и парциального давления конденсирующегося газа (пара) растут, то появляется возможность образования вторичного аэрозоля по механизму гомогенной (в том числе и гетеромолекулярной) конденсации.

Процесс гетерогенного конденсационного роста частиц проходит несколько стадий: с повышением влажности среды возникновение многослойного покрытия ядра конденсации приводит к его обводнению, а в последующем — к превращению в каплю. При формировании капли на растворимом ядре, равновесная упругость пара у ее поверхности уменьшается на величину, зависящую от природы и концентрации растворяемого вещества. В случае негигроскопических ядер процесс заканчивается обводнением ядра и дальнейший рост может иметь место только при парциальном давлении, превышающем давление насыщения. Если состав ядер смешанный (т. е. ядро содержит гигроскопические и негигроскопические вещества), то стадия конденсационного роста прекращается с исчерпыванием растворенного компонента ядра.

В атмосфере основными продуцентами вторичных аэрозолей являются оксиды серы, азота, аммиак, H_2O, а также окисленные и полимеризованные углеводороды. Процессы окисления идут в присутствии сильных окислителей (таких, как O_3, атомарный кислород, и некоторые другие) и при облучении смеси реагентов коротковолновой солнечной радиацией.

Более четверти века назад было показано [113], что основным компонентом этого типа аэрозоля являются соединения серы, благодаря чему он и получил название сульфатного.

Очень важной особенностью сульфатного аэрозоля является его повсеместная встречаемость. Так, по данным [95], содержание сульфатов в аэрозоле над прибрежными водами Южной Калифорнии составило 17,5 % (по массе). Над прибрежными водами Тихого океана 25 % от общего объема аэрозоля ($r_m < 1$ мкм), содержащегося в 1 $см^3$ воздуха, имели сульфатный состав [115]. В Антарктике более 50 % частиц, собранных импакторами, представляли собой соединения серы в виде сульфатов и серной кислоты [78]. В воздухе над

Центральной Европой до высоты 5 км зарегистрированы частицы, содержание сульфатов в которых составило 50 % содержания частиц с $r_m = 0{,}28—0{,}55$ мкм и 50—100 % содержания частиц с $r_m = 0{,}18 \div 0{,}26$ мкм. Обширный комплекс импакторных измерений над Северной Америкой, Тихим океаном и некоторыми другими океаническими и континентальными районами мира позволил обнаружить, что усредненное по высоте массовое элементное отношение S/Si составляло 0,5—1,24 и достигало максимума над океанами [90]. Было также обнаружено, что в воздухе над ледниковым щитом Гренландии 40 % массы аэрозольных частиц состоит из сульфатов [87]. Наконец, по данным химического анализа, от 30 до 80 % так называемых ядер Айткена (частицы с $r < 0{,}2$ мкм) в основном состоят из соединений серы [107, 193].

Таким образом, эти и многие другие экспериментальные материалы, указывающие на универсальную распространенность сульфатного аэрозоля, свидетельствуют также о том, что на земной поверхности существуют источники соединений серы, инжектируемой в атмосферу, и что сульфатный аэрозоль должен обладать способностью хорошо перемешиваться в атмосфере.

Анализ возможных источников соединений серы и их балансов в тропосфере достаточно сложен, и до настоящего времени этот вопрос в значительной мере остается открытым.

Оценки содержания в тропосфере сульфатного аэрозоля различного происхождения значительно варьируют [85, 150, 174, 188]. В работе [85] на основании анализа такого рода оценок высказывается мнение, что наиболее адекватными следует считать следующие значения массы субмикронного сульфатного аэрозоля, образующегося в атмосфере в течение года: из естественных источников — $244 \cdot 10^6$ т; из антропогенных источников — $220 \cdot 10^6$ т.

В отличие от пространственного распределения собственно почвенно-эрозионного и морского аэрозоля поле концентрации субмикронных частиц, образующийся *in situ*, характеризуется чрезвычайной неравномерностью и нестабильностью и варьирует от единиц до сотен тысяч частиц в 1 см³.

Для географических вариаций в значительной степени присущи относительно низкие средние значения концентраций рассматриваемых здесь частиц над океанами и высокие — над континентами (за исключением полярных широт). Типичным примером можно считать измерения изменения концентрации частиц Айткена при перемещении с континента в открытый океан в средних широтах: исходная концентрация 10^4 см$^{-3}$ уменьшалась до 300—600 см$^{-3}$ над океаном на расстоянии 1500 км от береговой черты [191]. Наблюдения в Северной Атлантике выявили колебания концентрации частиц Айткена в диапазоне 150—950 см$^{-3}$ [120]. По данным [121], средние и минимальные значения этих частиц над островами и океанами составляли 2900, 460 и 940, 340 см$^{-3}$ соответственно. Довольно близки к этим оценкам типичные концентрации частиц Айткена для умеренных и тропических широт, сообщаемые в [174]: над океанами — 300 см$^{-3}$, над континентами — примерно на порядок выше. В то же время имеются данные, что в полярном морском воздухе в районе Юго-Восточной Австралии, а также в наиболее северных частях Тихого и Атлантического океанов значения концентрации частиц Айткена нередко опускаются до 10 см$^{-3}$ и даже 5 см$^{-3}$ [112].

По данным [120], содержание же этих частиц в приземном воздухе над ледниковым щитом Гренландии составляет 150—950 см$^{-3}$, что хорошо согласуется с данными [88], согласно которым средняя концентрация частиц Айткена над Гренландией составляет 807 см$^{-3}$.

Весьма значительны концентрации частиц Айткена в воздухе больших промышленных городов. Данные измерений над Будапештом [127] показывают, что в 1 см³ у поверхности содержится около 34 300 частиц, а на высоте 3 км — 2860 частиц. Существуют многочисленные данные, свидетельствующие, что антропогенно обусловленные высокие концентрации частиц Айткена могут адвектироваться в другие районы, иногда достаточно удаленные, и вызывать там значительное увеличение содержания субмикронных частиц в воздухе.

Временна́я изменчивость субмикронных частиц может быть вызвана и метеорологическими факторами. В работе [60] сообщается, что концентрация частиц Айткена в слое до 500 м зимой после прохождения антициклона не превышала 100 см$^{-3}$. Низкие значения (менее 150 см$^{-3}$) счетной концентрации этих частиц наблюдались и после продолжительных периодов дождей в штате Орегон, США [103].

На содержание частиц Айткена заметное влияние оказывает режим инсоляции, что не является неожиданным, если учесть вышесказанное о фотохимических процессах, участвующих в образовании *in situ* сульфатного аэрозоля. В этом же плане естественно ожидать наличие сезонного и суточного хода концентрации этих частиц. Подтверждением этому могут служить данные работы [104], согласно которым концентрация «фонового» сульфатного аэрозоля днем увеличивалась на 50 % по сравнению с ночью. О существовании сезонного хода сообщается в работе [128].

До высоты 5—6 км поле концентрации частиц Айткена продолжает оставаться достаточно неоднородным.

Поле весовых концентраций сульфатного аэрозоля, как и поле счетной концентрации, весьма изменчиво. Результаты измерений концентрации взвешенных субмикронных частиц на внегородских станциях некоторых штатов США [63] показывают, что массовое содержание в них сульфатов колеблется от 2 до 6,5 мкг/м³.

Концентрация сульфатов в промышленных городах США изменяется в более широком диапазоне, что обусловлено уровнем интенсивности антропогенных выбросов (5—50 мкг/м³) [63, 191]. Содержание сульфатов в воздухе некоторых скандинавских городов оказывается в зависимости от направления устойчивого ветра, т. е. регулируется метеорологическими условиями адвекции. По-видимому, можно считать, что нижний предел 1 мкг/м³ соответствует естественному «фоновому» содержанию сульфатов в этом районе, а верхний — 13,5 мкг/м³ — условиям адвекции антропогенных сульфатов из промышленно развитых областей Центральной и Северо-Западной Европы [151]. В работе [192] в качестве усредненного значения весовой концентрации сульфатного аэрозоля в нижней тропосфере над континентами предлагается принять 4 мкг/м³, а для средней и верхней тропосферы — 0,1 мкг/м³.

Детальное изучение физико-химических процессов, продуцирующих *in situ* атмосферный аэрозоль, показывает, что образующиеся субмикронные частицы имеют характерное двухмодальное распределение поверхности по размерам (рис. 25.4.1). Первой моде свидетельствуют так называемые

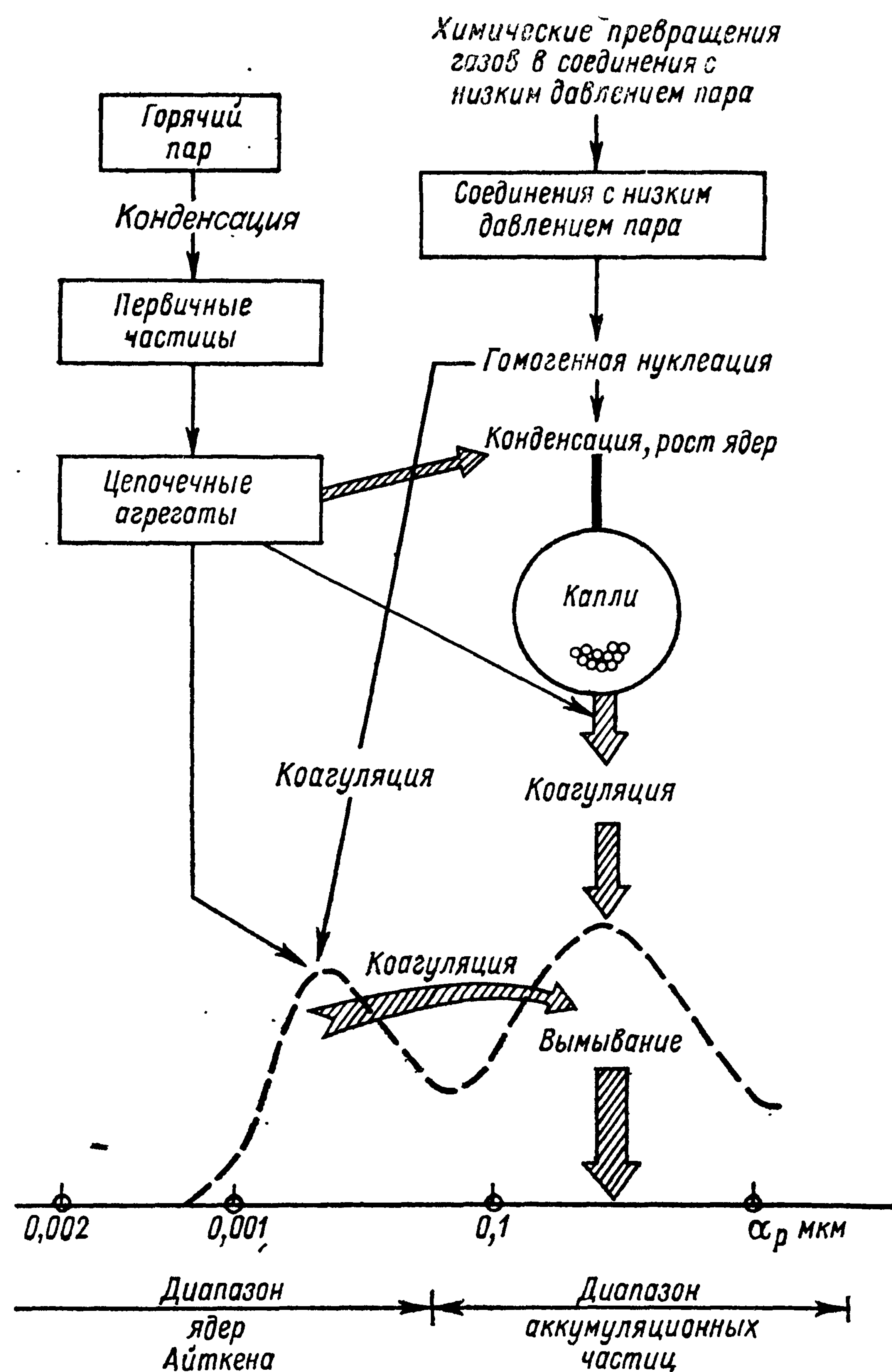


Рис. 25.4.1. Образование субмикронных частиц *in situ*.

ядра Айткена, размеры которых не превышают 0,1 мкм. Вторая мода обусловлена частицами, называемыми аккумуляционными и имеющими размеры 0,08—1,5 мкм.

Анализ многочисленных экспериментальных данных об аэрозоле, присутствующем в континентальном воздухе, выполненный в работе [192], показал, что примерно 95 % содержания сернокислого аммония и сульфатов приходится на акку-

муляционную моду. Последняя характеризуется следующими наиболее типичными параметрами: $d_г=0{,}37$ мкм, $\sigma_г=2{,}00$ мкм.

Характер распределения $dS/d\log d_г$ аэрозольных частиц свидетельствует о том, что аккумуляционная мода должна играть доминирующую роль в рассеянии солнечного излучения. И поскольку она состоит в основном из сульфатного аэрозоля, вопрос об оптических свойствах последнего представляет исключительный интерес.

В первом приближении можно полагать, что сульфатный аэрозоль в тропосфере представлен H_2SO_4 и $(NH_4)_2SO_4$. Оказывается, что именно это обстоятельство и обусловливает основную трудность адекватного описания оптических свойств этого типа аэрозоля: оба вещества гигроскопичны. Прежде всего это относится к серной кислоте, концентрация которой в капельном аэрозоле непрерывно изменяется с изменением относительной влажности окружающего воздуха от 0 до 100 %. Несколько проще обстоит дело с сульфатом аммония, который растворяется в поглощенной атмосферной влаге лишь при $f\geqslant 80$ %, поэтому при $f=0$—80 % его оптические свойства вполне определены.

Однако, начиная с $f=81$ %, оптические свойства сульфатаммонийного аэрозоля начинают очень сильно зависеть от относительной влажности воздуха.

Поскольку при $\lambda=0{,}525$ мкм $n_{H_2O}=1{,}33$; $n_{H_2SO_4\,(f=50\,\%)}=1{,}4$ и $n_{(NH_4)_2SO_4}\ (f<80\ \%)=1{,}52$, можно полагать, что в видимом диапазоне спектра коэффициент преломления собственно сульфатного аэрозоля варьирует в пределах 1,4—1,52 при $f<80$ %, а при $f>80$ % стремится к 1,33.

Несмотря на то что вопрос об органическом аэрозоле начал обсуждаться в литературе относительно давно и даже выработалось общее мнение об универсальной распространенности и значительной роли органического аэрозоля в формировании совокупных свойств атмосферного аэрозоля, наши сведения о нем, к сожалению, до сих пор исключительно бедны и фрагментарны. Причинами его неудовлетворительной изученности послужили многие обстоятельства, среди которых прежде всего следует отметить чрезвычайно широкий диапазон самого понятия «органический аэрозоль». К этому типу аэрозоля относятся: 1) частицы, образующиеся *in situ* из органических молекул естественного и антропогенного происхождения; 2) частицы, являющиеся продуктами взаимодействия растений и живых организмов с почвой и морской водой и попадающих в атмосферу под воздействием механических сил, и 3) пыльцу растений, споры, различного рода микроорганизмы, вирусы.

Уже из этого перечисления явствует, что органический аэрозоль как совокупное понятие должен характеризоваться исключительно сложным химическим составом, весьма широким спектром распределения по размерам и универсальной распространенностью.

Можно полагать, что диапазон распределения по размерам органического аэрозоля составляет 10^{-3}—10^{2} мкм.

Хорошо известна способность частиц биологического происхождения переноситься на большие расстояния [63]; например, споры грибов находили над Карибским морем по крайней мере на расстоянии 1000 км от ближайшего источника, пыльцу — на расстоянии 2500 км, а морские бактерии обнаруживались на суше на расстоянии 130 км от побережья. Частицы биологического происхождения находили также на очень большой высоте. Классическим экспериментом явился запуск стратостата «Эксплорер-11»: в ловушки, открывавшиеся на высоте 22 км и закрывавшиеся на высоте 11 км, были собраны споры ряда плесневых грибов. В качестве другого примера универсальной распространенности органического аэрозоля можно указать результаты исследования природы высокотемпературных ($t=-4$ °С) биогенных ядер конденсации [163], согласно которым продукты естественного разложения зеленой массы растений Северной Америки, Европы и Азии, а также фитопланктона в морской воде являются обильными источниками органического аэрозоля. Наконец, свидетельством глобального масштаба продуцирования органического аэрозоля *in situ* являются данные наблюдений [189, 190]: хвойные деревья, полынь, креозотовый кустарник и многие другие виды растений выделяют в атмосферу органические споры, которые под влиянием первичных фотохимических реагентов (предположительно оксидов азота) образуют своеобразный органический смог, который в виде более или менее густой дымки существует над джунглями Южной Америки, над высокогорьями Юго-Восточной Мексики и летом над большей частью территории Соединенных Штатов. Аналогичные наблюдения проводились и в многочисленных лесных районах СССР [61].

В работе [117] была оценена общая масса органического вещества в тропосфере. В табл. 25.4.1 представлены основные результаты этих расчетов. В отличие от предыдущих расчетов такого рода [83, 141] здесь предпринята попытка объединить газовый и аэрозольный каналы поступления органики в атмосферу.

Согласно результатам расчетов, для океанического воздуха концентрация аэрозоля равна 2 мкг/м^3, для континентального — 5 мкг/м^3. Далее, исходя из предположения, ранее выдвинутого в [111], что 85 % тропосферного аэрозоля является фоновым, а остальные 15 % обусловлены континентальным вкладом, общее содержание аэрозольного органического вещества в тропосфере было оценено равным $8\cdot10^6$ т. Это значение хорошо согласуется с соответствующим значением, полученным в [84] (хотя и несколько превышает его). Если же принять среднее время жизни органического аэрозоля 10 сут (что является своеобразным компромиссом между относительно длительным временем жизни частиц в верхней тропосфере и более короткими сроками пребывания аэрозоля в подоблачном атмосферном слое), то общее количество образующегося за год органического аэрозоля должно составлять $300\cdot10^6$ т. В случае если бы использовалось более короткое время жизни, как это, например, рекомендуется в [122], значение было бы значительно больше.

Из ежегодно образующихся $300\cdot10^6$ т аэрозольных органических частиц, $220\cdot10^6$ т продуцируется быстрыми газообразными превращениями, в то время как на непосредственное поступление в атмосферу «готовых» органических частиц приходится лишь $80\cdot10^6$ т. Это значение хорошо согласуется с независимыми непосредственными оценками — $56\cdot10^6$ т.

Насколько нам известно, весьма мало данных, касающихся количественного распределения органического аэрозоля по размерам.

Данные непосредственных измерений [69, 97], свидетельствуют о том, что максимум счетной концентрации органического аэрозоля расположен в субмикронной области. Подтверждением тому могут служить и экспериментальные ре-

Таблица 25.4.1

Оценка общей массы органического вещества в тропосфере

Эмиссия	Мощность, 10^6 т/год		Время жизни	Общее содержание в атмосфере, 10^6 т	Средняя концентрация, мкг/м^3	Примечание
	выбросов	эффективная				
Газ						
метан	900	900	5 лет	4500	1100	Распределение равномерное
другие углеводороды	400	220	0,6 года	132	11	Над океаном
					130	Над континентами
другие органические соединения	Данные отсутствуют					
Аэрозоль						
из газовой фазы		220	10 сут	8	2	Океаническое фоновое значение
непосредственно в виде частиц	80	80	10 сут	8	5	Над континентами

зультаты [69, 96, 116], согласно которым концентрация органических веществ в фоновом аэрозоле практически остается постоянной. Тем не менее полагать, как это делается в [190], что частицы Айткена практически полностью состоят из органических веществ, представляется неоправданным.

По-видимому, более правильно считать, что частицы Айткена состоят из сульфатов с примерно 25 %-ным содержанием органики [96]. На рис. 25.4.2 представлено экспериментально полученное [108] распределение субмикронных органических частиц по размерам. Примечательной особенностью этого спектра является плоская часть кривой в диапазоне 10^{-3}—10^{-2} мкм. Поразительно, что процессы коагуляции столь подвижных частиц, какими должны быть аэрозоли размером около 10^{-3} мкм, не успевают «отсечь» эту часть спектра, и в воздухе сохраняется значительная концентрация сверхмалых частиц. Единственным реальным объяснением этому может служить предположение о повсеместном существовании непрерывно действующего источника таких сверхмалых частиц. Оценки [108] времени жизни аэрозоля субмикронного диапазона свидетельствуют о том, что частицы размером менее 0,01 мкм находятся в воздухе не более 1 сут, а частицы, радиус которых не превышает 0,1 мкм, примерно 80 сут. Это значительно превышает среднее время жизни (5—10 сут) тропосферных частиц, полученное на основании более ранних оценок. В связи с этим в [108] высказывается предположение, что от коагуляции зависит в основном время жизни частиц радиусом не более 0,04 мкм, т. е. частиц, размер которых соответствует максимуму кривой распределения продуцирования субмикронных аэрозольных частиц.

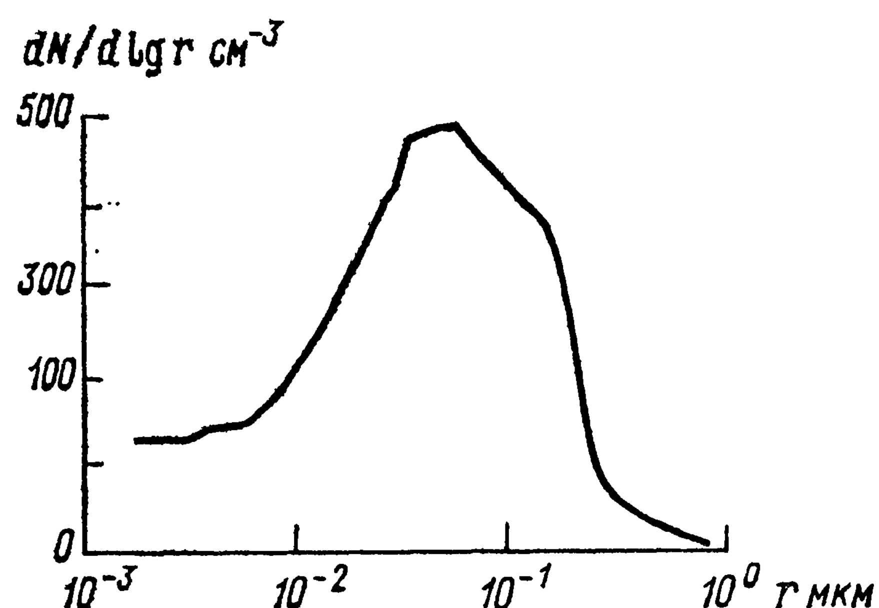


Рис. 25.4.2. Распределение субмикронных органических частиц по размерам.

Гигантские частицы органического происхождения обнаруживают нетривиальные свойства по сравнению с другими частицами этого диапазона размеров. Прежде всего это проявляется в существенно пористой структуре большинства гигантских аэрозольных частиц и как следствие — малой эффективной плотности. Отсюда их способность к весьма протяженным переносам в атмосфере, что сближает их в этом отношении с мелкими частицами. Весьма вероятно, что ввиду этой особенности в массовом распределении гигантских частиц по размерам, органические частицы практически не проявляются, в то время как в счетном распределении они могут обнаруживаться в виде вторичного максимума [109, 128], в пробах аэрозоля, адвектированного от удаленного источника.

Среднее содержание органического аэрозоля в диапазоне гигантских частиц составляет 10 %. Однако в [128] отмечается, что эта величина является функцией размеров частиц. Так, в диапазоне более 10 мкм органический компонент достигает 20—30 %. Кроме того, имеет место сезонный ход относительного количества органических частиц. Например, в июне под Будапештом в аэрозоле в диапазоне r более 10 мкм содержание биологического аэрозоля составляло 10—15 %, а в августе — 30—40 %.

Анализ влияния органических пленок на свойства атмосферного аэрозоля (прежде всего морского происхождения и смога) показывает, что, поскольку в смешанных частицах органическое вещество имеет тенденцию концентрироваться на поверхности, а не внутри частицы [149], оно стабилизирует размеры последней при значительных колебаниях влажности окружающего воздуха, замедляя как конденсационный рост, так и испарение с поверхности частицы [105]. В случае туманов и облаков наличие органической пленки приводит к уменьшению поверхностного натяжения жидкой капли и, следовательно, к возрастанию ее равновесного размера [72]. Однако, как уже отмечалось, присутствие органической пленки затрудняет проникновение молекул воды внутрь частицы и таким образом замедляет конденсационный рост, который является доминирующим процессом на начальных стадиях образования облаков. В работе [72] отмечается далее, что влияние уменьшения поверхностного натяжения (как следствие наличия органической пленки) усиливается с ростом относительной влажности воздуха. Причем в большей степени оно должно сказаться на частицах айткеновского диапазона размеров.

Однако в общем расчеты показали, что наиболее существенным оказывается замедление конденсационного роста частиц, что приводит к значительному уменьшению коэффициентов ослабления и поглощения света, а также водности туманов и облаков. Увеличение коэффициентов ослабления и поглощения, а также возможности, обусловленное уменьшением поверхностного натяжения, оказывается менее существенным. Отмечают, что большинство полос поглощения органического компонента атмосферных аэрозолей попадает на сильные полосы поглощения неорганических компонентов: воды, сульфатов, нитратов и карбонатов. Поэтому специфическая роль органических веществ в оптических свойствах атмосферы не всегда четко проявляется. Влияние органического компонента на коэффициент поглощения, проявляющееся через изменение поверхностного натяжения и скорости роста капель, очень мало́ в тех областях спектра, в которых поглощение радиации водой незначительно по сравнению с поглощением сухим компонентом аэрозоля. В таком случае нагревание атмосферы за счет поглощения солнечной радиации частицами аэрозоля и каплями тумана или облака практически не зависит от количества воды, сконденсировавшейся на частицах или каплях (это относится к данным расчета на длине волны 0,55 мкм). Противоположная ситуация имеет место в инфракрасной области спектра, где влияние количества сконденсировавшейся воды на поглощение проявляется сильно. Такое же соотношение наблюдается в изменении коэффициента ослабления.

Как уже отмечалось выше, химический состав органического аэрозоля весьма сложен. В органическом компоненте атмосферного аэрозоля обнаруживают сложную смесь разнообразных алифатических и ароматических соединений (плотность которых в среднем мало отличается от 1 г/см³), сложные белковые соединения и др. Исследование проб атмосферных осадков и непосредственно аэрозольного вещества на фильтрах [185] показывает, что фракция, растворимая в спирте, в высушенном состоянии представляет собой коричневую аморфную массу. Инфракрасный спектр последней обнаруживает наличие полос поглощения при 2,8, 6 и 7 мкм. Менее окисленные по сравнению с экстрактированным спиртом органические соединения были получены промывкой сухого аэрозольного вещества в бензине. В результате получали желтоватую маслянистую массу. ИК-спектр поглощения этого экстракта характеризуется полосами при 2,8, 3,4, 5,8 и 6,9 мкм. Средние коэффициенты поглощения k в максимуме полосы оказались равными 550 см²/г ($\lambda=5{,}8$ и 6,9 мкм) и $k=1900$ см²/г ($\lambda=3{,}4$ мкм) при уровне поглощения вне полос — $k=700$ см²/г.

Детального отнесения наблюдаемых полос к определенным функциональным группам автор [185] не сделал, поскольку не производил детального химического анализа проб.

К сожалению, имеющиеся данные по этому вопросу недостаточны и не позволяют еще даже в общих чертах составить представление об оптических свойствах органического аэрозоля — одного из основных компонентов глобального атмосферного аэрозоля. Несомненно, что потребуются еще значительные экспериментальные усилия, прежде чем появится реальная возможность учета этого компонента в общей аэрозольной модели.

25.5. СТРАТОСФЕРНЫЙ АЭРОЗОЛЬ

В настоящее время понимание природы стратосферного аэрозоля основано на обширных экспериментальных данных, подкрепленных результатами теоретических исследований.

Особое внимание следует обратить на результаты недавних измерений, на которых могло сказаться влияние извержений вулканов, происшедших в последние годы.

Многие обзоры, опубликованные в последнее время, содержат полный перечень теоретических и экспериментальных материалов о стратосферном аэрозоле [13, 32, 37, 63, 173, 179, 194, 195].

Для определения вертикального профиля концентрации аэрозоля существуют четыре наиболее распространенных метода измерений: с помощью лидара; установленными на спутнике приборами, измеряющими ослабление; импактором, установленным на аэростате или самолете, и фотоэлектриче-

ским счетчиком, установленным на ракете, аэростате или самолете.

Не один метод, взятый в отдельности, не дает полного описания стратосферного аэрозоля, поэтому при анализе полученной информации и отборе репрезентативных результатов пристальное внимание должно уделяться сильным и слабым сторонам используемого метода, точности показаний прибора.

С помощью лидара можно получить профиль обратного рассеяния для заданной длины волны. Получаемые результаты находятся в зависимости от оптических свойств аэрозоля, его распределения по размерам, а также от его концентрации. Было отмечено, что в периоды малого загрязнения стратосферы локальный температурный профиль хорошо коррелирует с профилем рассеяния, описывающим аэрозольный компонент [136]. Так как применяемые приборы обычно не измеряют абсолютную интенсивность, профиль обратного рассеяния должен быть нормирован на значение рассеяния, получаемое на высоте, где предполагается, что аэрозоль вносит несущественный вклад. Эти вопросы рассматриваются в работе [161]. Точность метода значительно снижается в периоды малого загрязнения стратосферы. Несмотря на эти сложности, лидар хорошо зарекомендовал себя как средство дистанционного зондирования и значительно расширил наши знания о стратосферном аэрозоле.

При переводе данных лидарных измерений в единицы массовой концентрации, необходима априорная информация о распределении частиц по размерам и об их оптических свойствах.

В настоящее время измерения ослабления солнечного излучения со спутников — единственный способ получать информацию о вертикальном распределении аэрозоля в глобальных масштабах. Преимуществом этого метода является получение абсолютных измерений ослабления, не требующих нормировки, как в случае применения лидаров. Однако необходимо знать одновременно измеренный профиль температуры для выделения аэрозольного ослабления из полного ослабления. Кроме того, существует неопределенность в пересчете данных об ослаблении измеренных на линии визирования со спутников в вертикальный профиль ослабления [79]. Кроме того, особое внимание должно быть уделено получению абсолютной вертикальной шкалы высот для каждого индивидуального профиля. Этим проблемам посвящены работы [153, 159, 160], в которых рассмотрены проведенные соотнесенные измерения.

Лишь недавно были получены достоверные данные об изменении стратосферного аэрозоля с широтой. Такие измерения стали возможны только при использовании спутников. Первые результаты приведены в работах [123—126].

С помощью импактора были получены самые первые достоверные профили стратосферного аэрозоля [29, 30, 33, 114]. Однако прибор привносит трудности в анализ получаемых вертикальных профилей. Наиболее удобным для получения вертикального профиля аэрозоля прибором является фотоэлектрический счетчик. Как и у других приборов, у него есть свои преимущества и недостатки. Калибровка прибора зависит от оптических свойств и формы частиц.

Так как мы считаем, что состав частиц и их форма достаточно хорошо известны для нормальных условий, то ошибки при измерении стратосферного аэрозоля, очевидно, достаточно малы. Однако после больших вулканических извержений характер стратосферного аэрозоля может существенно меняться и, следовательно, приводить к большим ошибкам в измерениях с помощью фотоэлектрического счетчика [155].

Глобальное распределение стратосферного аэрозоля было получено с помощью: 1) спутниковых измерений; 2) заборов проб на фильтры ловушками, установленными на самолетах и аэростатах; 3) измерений «пылевым зондом»; 4) лидарных измерений; 5) заборов проб импактором с борта самолета. Данные приведены на рис. 25.5.1 и в табл. 25.5.1 и 25.5.2.

В настоящее время не вызывает возражений тот факт, что достаточно мощные вулканические извержения могут оказывать большое влияние на стратосферный аэрозоль. Это подтверждается тем, что после некоторых извержений зарегистрирован значительный рост концентрации частиц в стратосфере в течение длительного времени.

Для климатологии наибольший интерес представляют лишь взрывные извержения, во время которых газопирокластическая струя (газопепловая колонна) проникает в стратосферу. Вулканы взрывного типа (эксплозивные) вносят основной вклад в массу изверженного вещества. По разным оценкам объем пирокластики, рассеивающейся в атмосфере, может достигать 75 % от общего объема извергнутых масс [2, 18, 54, 55, 58] и даже 98 % [48]. В продуктах извержений вулкана Таравера в 1886 г., Шевелуч в 1964 г. и многих других было 100 % обломочного материала [12].

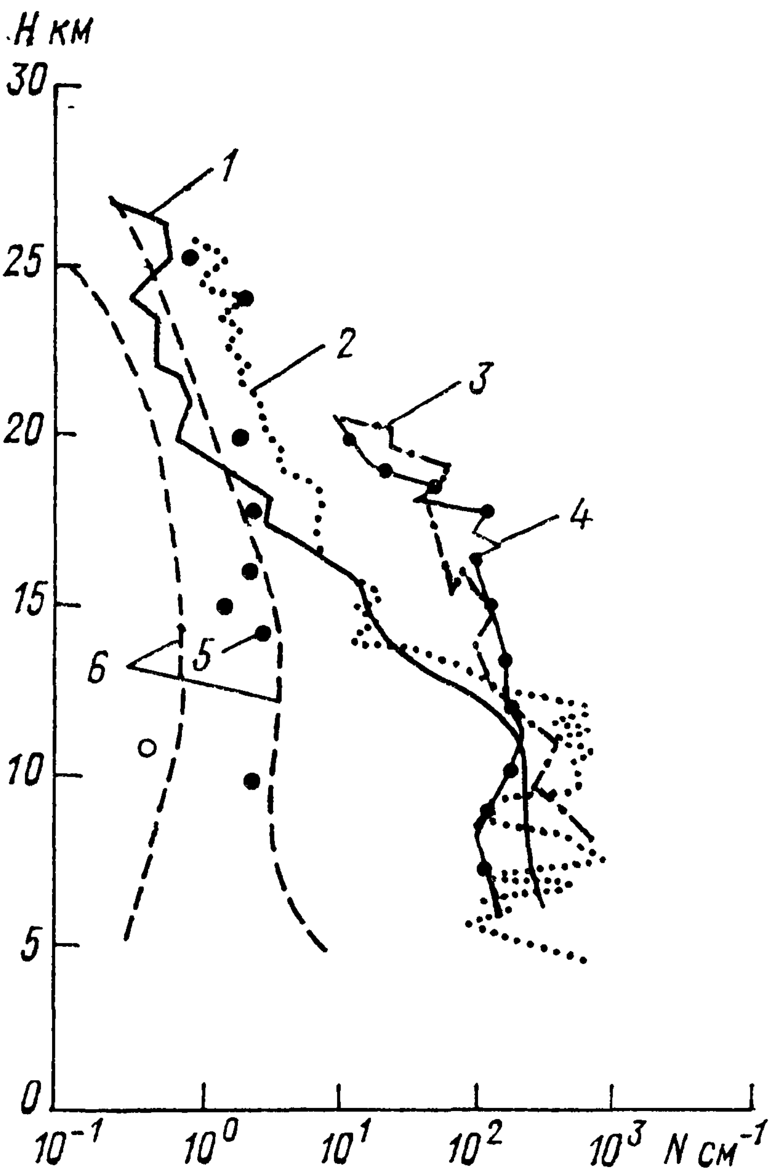


Рис. 25.5.1. Результаты аэростатных измерений счетной концентрации аэрозолей.

Ядра Айткена: *1* — Х. Юнге [111]; *2* — Дж. Розен (1974 г.); *3, 4* — Дж. Хаберл и др. (1974 г.); *5* — 0,1 мкм, Е. Бигг (1972 г.); *6* — 0,3 мкм, область наблюдаемых концентраций для Арктики и средних широт (Дж. Розен).

Таблица 25.5.1

Оценки содержания сульфатов (мкг/м³) в аккумуляционной моде [192]

Район наблюдения	Общая массовая концентрация: аэрозоля	Общая массовая концентрация: в аккумуляционной моде (m_a)	Массовая концентрация в аккумуляционной моде	SO_4^{2-}/m_a %
Нью-Йорк	118	59	12,4	21
Нагойя	131	66	14,5	22
Калифорния	—	—	—	15
Побережье США				
восточное (в условиях города)	—	—	13,5	10—20
западное (в условиях города)	—	—	6,4	5—10
восточное (сельская местность)	—	—	8,1	15—25
западное (сельская местность)	—	—	2,6	15—25
Восточно-центральная часть США	—	—	12,3	—
Южная Атлантика	—	0,4	0,14	34
Фоновый уровень для Атлантики	—	—	0,6	60
Гренландия	—	—	0,24	24

Таблица 25.5.2

Оптическая толщина САС, рассчитанная по данным измерений фотоэлектрических счетчиков и лидаров в 1982 г.

Дата	Широта, ...°	ФЭС	Лидар
20 X	22,5—20	0,137	0,135
25 X	2,5—5	0,109	0,101
26 X	22,5—25	0,044	0,045
3 XI	17,5—20	0,126	0,130
4 XI	42,5—45	0,079	0,076

Список наиболее мощных извержений за последние 200 лет приведен в работе [22].

По оценкам, ежегодно в атмосферу вулканами выбрасывается примерно $4 \cdot 10^6$ т аэрозолей, которые могут принимать участие в глобальном переносе вещества. Из них около 10^5 т тонкодисперсного пепла выбрасывается в стратосферу.

Существует вероятность, что стратосферный аэрозольный слой на высоте около 20 км возник в результате вулканической деятельности. Твердые частицы пепла, выброшенные вулканом, или быстро осаждаются, или перемешиваются в процессе диффузии с остальной атмосферой, и через короткое время (через несколько дней) их концентрация становится незначительной [81].

Долговременные эффекты, наблюдаемые в стратосфере, можно отнести за счет выбрасываемого при извержении диоксида серы [21, 44, 45, 73—76], который превращается в пары серной кислоты и участвует в образовании и росте частиц. Поэтому оценка вулканического извержения и его возможного влияния проводится по объему выброшенного диоксида серы.

Тропосфера может служить источником частиц с диаметром более чем 0,01 мкм. Вертикальный профиль концентрации этих частиц дает основание предполагать, что в процессе диффузии вверх в стратосферу их количество уменьшается за счет коагуляции [156, 177, 183]. Эти частицы малых диаметров могут служить ядрами концентрации для паров H_2SO_4 и поэтому сильно влияют на физические характеристики стратосферного аэрозоля. В дальнейшем будет показано, что тропосфера может быть стоком частиц размером более 0,1 мкм.

Различными авторами были проведены расчеты с целью определить, какое воздействие на стратосферный аэрозоль могут оказать SO_2 и сажа, образующиеся при полете сверхзвуковых самолетов [143, 182], твердые частицы Al_2O_3, образующегося при запусках космических кораблей «Шаттл» [102, 143, 182] и промышленных выбросах [180, 181]. В настоящее время, по мнению специалистов, частицы стратосферного аэрозоля имеют в основном естественное происхождение. Однако по данным некоторых измерений удалось обнаружить антропогенный компонент на пределе чувствительности [100, 165].

Являясь источником малых частиц в стратосферу, тропосфера в свою очередь становится стоком для больших частиц (с радиусом более 0,1 мкм). Это подтверждается относительно малыми концентрациями больших частиц в верхней тропосфере, в особенности в тропических широтах [157]. Предполагается, что стратосферный аэрозоль переносится к районам стока в тропосферу в основном процессами седиментации-диффузии и прямого переноса. В первом случае возможно усиление эффекта седиментации в районе формирования полярных стратосферных облаков. При рассмотрении второго процесса, надо принять во внимание горизонтальную адвекцию через так называемые разрывы в тропопаузе, идущие при свертывании тропопаузы. Воздух, ушедший из тропосферы, должен быть заменен, и предполагается, что важную роль в этом играет вертикальный перенос во внутритропической зоне конвергенции.

Одним из основных свойств аэрозолей является распределение частиц по размерам, дающее основу для расчета многих других свойств аэрозоля и экстраполяции уже измеренных величин. Если для частиц неправильной или несферической формы данные о распределении по размерам не всегда можно использовать в расчетах, то для частиц стратосферного аэрозоля, которые считаются сферическими, точное знание распределения частиц по размерам имеет большое значение [94, 174].

В работе [160] рассмотрен метод, позволяющий систематизировать модели, описывающие распределение стратосферных частиц по размерам, предложенные другими авторами. Данные приведены в табл. 25.5.3 и 25.5.4.

Говоря о химическом составе стратосферного аэрозоля, можно сделать вывод, что он в основном состоит из разбавленной серной кислоты, с незначительным добавлением других веществ. Зарегистрировано также небольшое количество соединений аммония, в основном в районе тропопаузы. Это подтверждают данные о том, что в стратосфере максимум газа, содержащего аммоний, зарегистрирован около тропопаузы [89, 98, 110, 114, 134, 154].

В работе [138] приведены таблицы для реальной и мнимой части комплексного показателя преломления для 75 %-ного

Таблица 25.5.3

Модели распределения частиц по размерам во внутреннем стратосферном слое

Тип распределения	Формула	Предлагаемые параметры	Изменения параметров в данной работе
Логнормальное (не вулканический аэрозоль)	$\frac{A}{r \ln \sigma_г} \exp\left[\frac{-\ln^2 (r/r_г)}{2 \ln^2 \sigma_г}\right]$	$r_г = 0{,}0825$ мкм $\sigma_г = 1{,}86$ $(N_{12} = 4{,}9)$	$r_г = 0{,}412—0{,}028$ мкм $(N_{12} = 1{,}2—16)$
Экспоненциальное (не вулканический аэрозоль)	$A \exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)\right]$ 0, r 0,1 мкм Ar^{-p}, 0,1 мкм $\leqslant r \leqslant$ 0,5 мкм 0, $r > 0{,}5$ мкм	$r_0 = 0{,}075$ мкм $(N_{12} = 3{,}8)$ $p = 4{,}0$ $(N_{12} = 5{,}2)$	$r_0 = 0{,}548—0{,}0361$ мкм $(N_{12} = 1{,}2—16)$ $p = 0{,}362—6{,}383$ $(N_{12} = 1{,}5—16)$
Зольд-1 (не вулканический аэрозоль)	$A \exp\left[\frac{-\ln^2 (r/r_м)}{2 \ln^2 \sigma}\right]$	$r_м = 0{,}035$ мкм $\sigma = 2{,}0$ $(N_{12} = 5{,}0)$	$r_м = 0{,}263—0{,}11$ $(N_{12} = 1{,}2—16)$
Зольд-2 (после извержения, нерастворимый аэрозоль)	$A \exp\left[\frac{-\ln^2 (r/r_м)}{2 \ln^2 \sigma}\right]$	$r_м = 0{,}1—1{,}0$ мкм $\sigma = 1{,}8$ $(N_{12} = 1{,}0—2{,}7)$	$r_м = 0{,}288—0{,}025$ $(N_{12} = 1{,}2—16)$
Зольд-3 (южное полушарие)	$A \exp\left[\frac{-\ln^2 (r/r_м)}{2 \ln^2 \sigma}\right]$	$r_м = 0{,}035—0{,}04$ мкм $\sigma = 1{,}72$ $(N_{12} = 13—16)$	$r_м = 0{,}296—0{,}035$ $(N_{12} = 1{,}2—16)$
Модифицированное гамма-1	$Ar^{\alpha} \exp(-br^{\gamma})$	$b = 20$ мкм$^{-1}$ $\alpha = 2$ $\gamma = 1$ $(N_{12} = 3{,}4)$	$b = 4{,}069—36{,}527$ мкм$^{-1}$ $(N_{12} = 1{,}2—16)$
Модифицированное гамма-2 (фон)	$Ar^{\alpha} \exp(-br^{\gamma})$	$b = 18$ мкм$^{-1}$ $\alpha = 1$ $\gamma = 1$ $(N_{12} = 4{,}1)$	$b = 4{,}079—32{,}119$ мкм$^{-1}$ $(N_{12} = 1{,}2—16)$
Модифицированное гамма-3 (вулканический аэрозоль)	$Ar^{\alpha} \exp(-br^{\gamma})$	$b = 8$ и 16 мкм$^{-1/2}$ $\alpha = 1$ $\gamma = 1/2$ $(N_{12} = 1{,}4$ и $3{,}2)$	$b = 5{,}689—30{,}867$ мкм$^{-1/2}$ $(N_{12} = 1{,}2—16)$

Таблица 25.5.4

Модели распределения частиц по размерам для слоя тропопаузы и верхней тропосферы

Распределение	Формула
	Тропопауза
Степенное	$Ar^{-p},\ P=\begin{cases} 0, & 0{,}05\ \text{мкм} \\ 2,\ 1, & 0{,}05\ \text{мкм} \quad 0{,}09\ \text{мкм} \\ 3,\ 4, & 0{,}09\ \text{мкм} \quad 0{,}9\ \text{мкм} \\ 5,\ 3, & 0{,}9\ \text{мкм} \quad 1{,}0\ \text{мкм} \\ 5,\ 3\text{—}100, & 1{,}0\ \text{мкм} \\ & \text{(экстраполяция)} \end{cases}$
Степенное	$Ar^{-p},\ P=\begin{cases} 0, & 0{,}5\ \text{мкм} \\ 2,\ 1, & 0{,}05\ \text{мкм} \quad 0{,}09\ \text{мкм} \\ 3,\ 7, & 0{,}09\ \text{мкм} \quad 0{,}6\ \text{мкм} \\ 7,\ 1, & 0{,}6\ \text{мкм} \quad 1{,}0\ \text{мкм} \\ 7,\ 1\text{—}100, & 1{,}0\ \text{мкм} \\ & \text{(экстраполяция)} \end{cases}$
Степенное	$Ar^{-p},\ P=\begin{cases} 0, & 0{,}15\ \text{мкм} \\ 2,\ 0, & 0{,}15\ \text{мкм} \quad 0{,}3\ \text{мкм} \\ 4,\ 3, & 0{,}3\ \text{мкм} \quad 1{,}0\ \text{мкм} \\ 4,\ 3,\text{—}100, & 1{,}0\ \text{мкм} \\ & \text{(экстраполяция)} \end{cases}$
	Верхняя тропосфера
Степенное	$Ar^{-p},\ P=\begin{cases} 0, & r<0{,}045\ \text{мкм} \\ 3,\ 6, & 0{,}045\ \text{мкм} \leqslant r \leqslant 5\ \text{мкм} \\ 5,\ 6, & 5\ \text{мкм} \leqslant r \leqslant 30\ \text{мкм} \\ \varkappa, & r>30\ \text{мкм} \end{cases}$

раствора серной кислоты. Эти данные применимы лишь до температуры 300 К. Используя приведенную выше информацию, получаем, что действительная часть комплексного показателя преломления для стратосферных частиц в видимом диапазоне длин волн будет составлять 1,45. Соответствующей мнимой частью комплексного показателя преломления для этих же длин волн можно пренебречь. Более полное описание приведенной модели показателя преломления дано в [158].

В работе [138] значения n и $\varkappa$ для серной кислоты при $\lambda=0{,}35$—25 мкм также получены для температуры $T=300$ К, тогда как температура в нижней стратосфере изменяется от 190 до 240 К. В [142] приводятся результаты измерений n и $\varkappa$ для серной кислоты с концентрацией 75 и 95,6 % при $T=250$ К, когда кислота еще находится в жидком состоянии. В [142] n и $\varkappa$ получены для длин волн 1,67—25 мкм. Для определения действительной части показателя преломления H_2SO_4 при низкой температуре в видимой области спектра в работе [13] используется формула Лоренц-Лоренца

$$\frac{n^2(\lambda)-1}{n^2(\lambda)+2}\,\frac{1}{\rho}=R_f(\lambda),$$

где ρ — плотность вещества, $R_f(\lambda)$ — удельная рефракция, не зависящая от T.

Авторами [142] показано, что измеренные значения n для $T=250$ К в инфракрасной области спектра хорошо согласуются с результатами расчетов по этой формуле, если в качестве исходных значений n при $T=300$ К использовать результаты, полученные в работе [138]. Таблицы значений n для 75 %-ного раствора H_2SO_4 при $T=233$ и 203 K получены в [13] по формуле Лоренц-Лоренца для ряда длин волн в диапазоне 0,36—2,5 мкм. Использовались данные из работы [138], однако плотность вещества ρ принималась равной 1,662, 1,727, 1,751 г/см^3 соответственно для $T=300$, 233, 203 К [57].

В [159] формула использовалась для оценки n серной кислоты для $\lambda=0{,}69$ при температурах, типичных для стратосферы. Полученное значение n изменяется от 1,43 до 1,46 для H_2SO_4 с концентрацией в пределах 60—85 %.

Приведенная выше модель комплексного показателя преломления стратосферного аэрозоля не дает полной информации о его мнимой части, так как малые нерастворимые включения, обнаруженные в частицах, могут дать ощутимый эффект.

Значения комплексного показателя преломления для ряда других веществ, встречающихся в пробах стратосферного аэрозоля, приведены в [8, 66, 144, 176].

Прямые измерения аэрозольного поглощения, проведенные группой Огдена [82], дают основания считать наиболее вероятным значением альбедо однократного рассеивания 0,985 с неопределенностью от 0,96 до 1,00. Верхний уровень неопределенности дается определением альбедо однократного рассеяния; в реальности погрешности измерений дают значения чуть больше 1,0.

Так как проведенные измерения предполагают наличие небольшого поглощения, желательно включение в оптические модели мнимой части показателя преломления с небольшими значениями для проверки чувствительности модели к возможному поглощающему компоненту.

Однако в настоящее время не ясно, в каких рамках должна лежать предлагаемая мнимая часть показателя преломления. В настоящее время еще не решены все вопросы, связанные с поглощающими свойствами стратосферного аэрозоля.

Изменения во времени стратосферного аэрозоля отражаются на форме вертикальных профилей, концентрации, распределении по размерам, глобальном распределении и составе. К сожалению, существует ограниченное число измерений, регистрирующих эти параметры в течение достаточно длительного времени.

Данные о сезонных изменениях полной аэрозольной массы над тропосферой приведены в работах [91, 101], в которых обнаружено, что в средних широтах летом верхняя тропосфера и нижняя стратосфера являются сравнительно чистыми, в то время как зимой и весной содержание аэрозоля в них значительно выше. Эти же авторы отмечают заметные вариации кривых распределений частиц по размерам в период малой вулканической деятельности в 1978—1979 гг., однако эти изменения нельзя связать с сезонными вариациями.

Возможные долгопериодные вариации концентрации стратосферного аэрозоля, возникновение которых нельзя приписать воздействию вулканических извержений, рассмотрены в работах [99, 165]. Однако до тех пор пока не будут проведены измерения в течение достаточно долгого периода времени, очевидно, нельзя будет сделать определенные не оспариваемые никем выводы.

25.6. КЛИМАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ АЭРОЗОЛЯ

Анализ современного состояния теории климата, а также результатов работ, посвященных оценке роли аэрозоля как климатообразующего фактора, свидетельствует о важной роли аэрозольно-радиационных эффектов. Вместе с тем создание теории формирования глобального аэрозоля все еще остается делом будущего, что и определяет сложность задачи параметризации воздействия аэрозоля на климат. Разработка методик параметризации эффектов аэрозоля возможна лишь на основе получения значительно более полной информации о поле концентрации, микрофизических и оптических свойствах глобального аэрозоля [3, 5, 10, 11, 37, 38, 52, 64, 118, 119].

Основные направления дальнейших исследований климатических эффектов аэрозоля могут быть суммированы следующим образом:

а) построение реалистических моделей аэрозоля, предназначенных для проведения исследований по чувствительности;

б) сравнение и калибровка схем расчета переноса радиации с учетом аэрозоля, предназначенных для моделей общей циркуляции атмосферы и климата;

в) введение указанных схем в модели общей циркуляции атмосферы и климата и проведение численных экспериментов с ними;

г) типизация глобального аэрозоля для целей численного моделирования климата.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агаркова А. П. Пылевые бури и их прогноз.— М., 1981.— 100 с.
2. Активный вулканизм как источник обогащения атмосферы халькофильными элементами (на примере извержения Новых Толбачинских вулканов в 1975—1987 гг.)/ А. З. Миклешанский, И. А. Меняйлов, Л. П. Никитина и др. Вулканология и сейсмология, 1979, № 3, с. 6—15.
3. Атмосферный аэрозоль и его влияние на перенос излучения.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 120 с.
4. Аэрозоль в АТЭП и его радиационные свойства/

К. Я. Кондратьев, О. Д. Бартенева, О. Б. Васильев и др.— Труды ГГО, 1977, вып. 381, с. 3—68.
5. Аэрозоль и климат/К. Я. Кондратьев, В. И. Биненко, В. Ф. Жвалёв и др.— Обнинск: Обзор ВНИИГМИ—МЦД, 1980, вып. 1.— 54 с.
6. Аэрозольные исследования в экспедиции «Беринг»/ Л. С. Ивлев, В. И. Дмоховский, В. А. Иванов, В. К. Соломатин.— Труды ГГО, 1976, вып. 363, с. 37—43.
7. Аэрозольные исследования (г. Баку)/Л. С. Ивлев, С. Д. Андреев, В. И. Дмоховский, В. А. Иванов — Труды ГГО, 1975, вып. 336.
8. Бахир Л. П., Леваненко Р. И., Полякова Н. Г. Определение мнимой части показателя преломления H_2O_4 в пламени.— Журнал прикладной спектрометрии, 1973, т. 18, № 6, с. 1047—1054.
9. Беляев Л. И. О выносе морских солей в атмосферу и о ходе его.— Труды Морского гидрофиз. ин-та АН СССР, 1955, вып. 7, с. 49—63.
10. Будыко М. И. Изменения климата.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.— 280 с.
11. Влияние аэрозоля на перенос излучения: возможные климатические последствия.— Л.: Изд. ЛГУ, 1973.— 66 с.
12. Влодавец В. И. Вулканы земли.— М.: Наука, 1973.— 169 с.
13. Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли/ М. Л. Асатуров и др.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.— 256 с.
14. Гарбалевски Ч. О физических характеристиках морских аэрозолей, связанных с условиями эмиссии и диффузии частиц в открытом море.— В кн.: Физические аспекты загрязнения атмосферы. Вильнюс, 1976, с. 217—224.
15. Головина Е. Г., Ивлев Л. С., Соломатин В. К. О влиянии влажности на структуру аэрозолей промышленного происхождения.— Труды ГГО, 1974, вып. 332, с. 104—109.
16. Гордеев В. В. Речной сток в океан и черты его геохимии.— М., 1983.— 160 с.
17. Григорьев А. А., Кондратьев К. Я. Атмосферная пыль по наблюдениям из космоса. Ч. 2.— Бюллетень ВМО, 1981, т. 30, № 1.
18. Григорьев А. А., Кондратьев К. Я. Пылевые бури на Земле и Марсе.— М., 1981.— 64 с.
19. Григорьев А. А., Липатов В. Б. Распространение пылевых загрязнений в Приаралье по наблюдениям из космоса.— Изв. АН СССР. Сер. географ., 1983, № 4, с. 73—77.
20. Григорьев А. А., Ивлев Л. С., Липатов В. Б. Анализ ТВ-изображений пылевой бури с ИСЗ «Метеор-4» в районе Северного Предкавказья.— В кн.: Проблемы физики атмосферы, 1976, вып. 14.
21. Гущенко Г. И. Пеплы Северной Камчатки и условия их образования.— М.: Наука, 1965.
22. Гущенко И. И. Извержения вулканов мира. Каталог — М.: Наука, 1979.— 475 с.
23. Живаю В. Н., Богданов Ю. А. Эоловая взвесь над Атлантическим и Тихим океанами.— В кн.: Гидрооптические и гидрофизические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М., 1974, с. 259—279.
24. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы.— Л., 1986.— 256 с.
25. Иванов А. П., Хутко И. С., Калинин И. И. Исследование прозрачности атмосферы методом лазерного зондирования в открытых районах Атлантического океана.— В кн.: 5-й Всесоюзный симпозиум по лазерному акустическому зондированию атмосферы. Тезисы докладов. Ч. 1. Томск, 1978, с. 61—65.
26. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей.— Л., 1982.— 366 с.
27. Ивлев Л. С. Оптические свойства аэрозолей, поглощающих коротковолновую радиацию.— В кн.: Материалы Всесоюзного совещания по распространению оптического излучения в дисперсной среде. М., 1978, с. 134—138.
28. Ивлев Л. С., Андреев С. Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей.— Л., 1986.— 359 с.
29. Ивлев Л. С., Попова С. И. Комплексный показатель преломления диспергированной фазы атмосферного аэрозоля.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 10, с. 1034—1043.
30. Ивлев Л. С., Бурсакова Н. С., Суриков О. М. Измерения распределения атмосферного аэрозоля в приземном слое.— В кн.: Проблемы физики атмосферы, 1968, вып. 6, с. 76—77.
31. Ивлев Л. С. Аэростатные исследования структуры атмосферного аэрозоля.— В кн.: Проблемы физики атмосферы, 1972, вып. 10, с. 92—103.
32. Ивлев Л. С. Структура аэрозолей в стратосфере.— В кн.: Параметризация некоторых видов непреднамеренного и направленного воздействия на атмосферу. Л., 1984, с. 73—89.
33. Ивлев Л. С., Огородникова Б. И., Семова А. Ю. Определение содержания некоторых химических элементов в стратосферном аэрозоле.— Труды ИПГ, 1976, вып. 21, с. 159—163.
34. Исследование морских субмикронных аэрозолей/ Ю. В. Жуланов, Б. Ф. Садовский, О. Н. Никитин, И. В. Петряков — ДАН СССР, 1978, т. 242, № 4, с. 800—803.
35. Исследование оптических характеристик и микроструктуры аэрозоля методом многоволнового зондирования/А. П. Иванов, Ф. П. Осипенко, А. П. Чайковский, В. И. Шербаков.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1986, т. 22, № 8, с. 813—822.
36. Кондратьев К. Я. Радиационные факторы современных изменений глобального климата.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— 279 с.
37. Кондратьев К. Я. Стратосфера и климат.— Итоги науки и техники. Метеорология и климатология. М., 1981, т. 6.— 222 с.
38. Кондратьев К. Я., Биненко В. И., Петренчук О. П. Влияние города на радиационные свойства облачности.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1981, т. 17, № 1.
39. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Аэрозольные модели атмосферы.— М., 1981.— 103 с.
40. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль.— Л., 1983.— 224 с.
41. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Терзи В. Ф., Скворцова С. Я. Моделирование оптических характеристик атмосферного аэрозоля над морскими акваториями.— ДАН СССР, 1981, т. 261, № 6, с. 1329—1332.
42. Кондратьев К. Я., Прокофьев М. А., Иванов В. А. Опыт осуществления Радиационной программы АТЭП и программа «Разрезы».— Итоги науки и техники. Т. 2. М., 1984.— 103 с.
43. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля.— Новосибирск, 1982.— 196 с.
44. Логинов В. Ф., Пивоварова З. И., Кравчук Е. Г. Оценка вклада естественных и антропогенных факторов в изменчивость солнечной радиации на поверхность Земли.— Метеорология и гидрология, 1983, № 8, с. 55—60.
45. Лучицкий И. В. О количественном учете продуктов вулканической деятельности прошлого в палеовулканологии.— Вулканология и сейсмология, 1976, № 1, с. 40—47.
46. Лучицкий И. В. Древние вулканические области южных материков в фанерозое.— Новосибирск: Наука, 1979.— 296 с.
47. Любовцева Ю. С. Инфракрасные спектры поглощения континентального и океанического аэрозоля в пробах.— В кн.: 5-й Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докладов. Ч. 1. Томск, 1978, с. 3—8.
48. Мархинин Е. К. Роль вулканизма в формировании земной коры на примере Курильской островной дуги.— М., 1967.— 254 с.
49. Морачевский В. Г., Головина Е. Г., Цветкова А. В. Роль углеводородных соединений СНР в конденсационных процессах в атмосфере.— В кн.: Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы. М.: Гидрометеоиздат, 1981, с. 139—144.
50. Некоторые результаты исследований оптических свойств морской прибрежной дымки/В. Е. Зуев, М. В. Кабанов, М. В. Панченко и др.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 12.
51. Овчинникова А. И., Волкова С. С., Горошко Б. Б. Исследование дисперсного состава твердых аэрозольных примесей под факелами промышленных предприятий в приземном слое атмосферы.— В кн.: Содержание примесей в атмосферных осадках, атмосферные аэрозоли. Вильнюс, 1976, вып. 3, с. 183—192.
52. Оптика океана и атмосферы.— М., 1981.— 230 с.
53. Оптические параметры атмосферного аэрозоля/ Г. В. Розенберг, Г. И. Горчаков, Ю. С. Георгиевский, Ю. С. Любовцева.— В кн.: Физика атмосферы и проблема климата. М.: Наука, 1980, с. 216—257.
54. Оптические свойства атмосферы над водной подстилающей поверхностью/С. И. Авдюшин, Е. М. Артемин, В. Н. Емельянов, А. Е. Микиров.— Труды ИПГ, 1980, вып. 40, с. 65—73.

55. Оптические характеристики аэрозольных образований/Н. И. Москаленко, М. В. Танташев, В. Ф. Терзи, С. Я. Скворцова.— В кн.: Первый глобальный эксперимент ПИГАП. Т. 1. Аэрозоль и климат. Л.: Гидрометеоиздат, 1981, с. 154—165.
56. Петренчук О. П. Экспериментальные исследования атмосферного аэрозоля.— Л., 1979.— 264 с.
57. Растворы электролитов в высоко- и низкотемпературных режимах/И. М. Максимова, Н. М. Правдин, В. Е. Разуваев и др.— Л., 1980.— 127 с.
58. Розенберг Г. В. О природе аэрозольного поглощения в коротковолновой области спектра.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 12, с. 1280—1292.
59. Романов Н. И. Пыльные бури в Средней Азии.— Ташкент, 1960.— 210 с.
60. Селезнева Е. С. Атмосферные аэрозоли.— Л.: Гидрометеоиздат, 1966.— 174 с.
61. Токин Б. П. Целебные яды растений. Повесть о фитонцидах.— Л.: Лениздат, 1967.— 237 с.
62. Физические аспекты дистанционного зондирования системы океан—атмосфера. Ч. 2. Аэрозольное ослабление радиации.— М., 1981.— 216 с.
63. Химия нижней атмосферы.— М.: Мир, 1976.— 408 с.
64. Хмелевцов С. С., Кабанов А. С., Коломеев М. П. Влияние стратосферного аэрозоля на климат.— Обзорная информация. Серия «Метеорология». Обнинск: ВНИИГМИ—МЦД, 1981, вып. 6, с. 1—42.
65. Шукуров А. Х. Некоторые закономерности ослабления излучения атмосферой в окнах прозрачности оптического диапазона спектра.— М., 1982.— 51 с.
66. Шукуров А. Х. О спектральной структуре аэрозольного ослабления солнечного излучения в окне прозрачности 8—13 мкм.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1986, т. 22, № 10, с. 1034—1041.
67. Юнге Х. Г. Химический состав и радиоактивность атмосферы.— М., 1965.— 424 с.
68. Aerosols and their climatic effects. Report of WMO (CAS) radiation commission of IAMAP Meeting of Exports. WCP-55, Williamburg, Virg. USA, March 1983.— 110 p.
69. Barger W. R., Garrett W. D. Surface active organic material in the marine atmosphere.— J. Geophys. Res., 1970, v. 75, p. 4561—4566.
70. Barrett E. W., Parungo F. P., Pueschel R. F. Cloud modification by industrial pollution: A physical demonstration.— Meteorol. Rundsch., 1979, N 32, S. 136—149.
71. Blanchard D., Woodcock A. H. The production, concentration and vertical distribution of the sea-salt aerosol.— In: Anthropogenic and Natural Sources and Transport. Publ. N.-Y. Acad. Sci., ANYAA 338, 1980, p. 330—347.
72. Bullrich K., Hänel G. Effects of organic aerosol constituents on extinction and absorption coefficients and liquid water contents of fogs and clouds.— Pageoph., 1978, v. 116, p. 293—301.
73. Cadle R. D. A comparison of volcanic with other fluxes of atmospheric trace gas constituents.— Res. Geophys. Space Phys., 1980, v. 18, p. 746—752.
74. Cadle R. D. Some effects of the emissions of explosive volcanoes on the stratosphere.— CACGP Symp. Budget and Cycles Trace Gases and Aerosols Atmos., Boulder, CO, 1979.
75. Cadle R. D. Volcanic emissions of holides and sulfur compounds to the troposphere and stratosphere.— J. Geophys. Res., 1975, v. 80, p. 1650—1652.
76. Cadle R. D., Kiang C. S., Louis J. F. The global scale dispersion of the Eruption cloud from major volcanic eruptions.— J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 3125—3132.
77. Cadle R. D., Grams G. W. Stratospheric aerosol particles and their optical properties.— Reviews Geophys. Space Physics, 1975, v. 13, N 14, p. 47.
78. Cadle R. D., Fischer W. H., Frank E. R., Lodge J. P. Particles in the Antarctic atmosphere.— J. Atm. Sci., 1968. v. 25, p. 100.
79. Chu W. P., McCormick M. P. Inversion of stratospheric aerosol and gaseous contituents from spacecraft solar extinction data in the 0,3—1,0 μm wavelength region.— Appl. Opt., 1979, v. 18, p. 1404—1413.
80. Collins D. G., Wells M. B. Scattering and reflectance of light from airborne laser system.— Radiation Res. Assoc. Int. Report RRA-T81, Texas, 1968.— 94 p.
81. Deepak A.— Proc. Conf. Mt. St. Helens Eruption, Washington, D. C., Nov. 18—19, Spectrum Press, Hampton VA., 1982.
82. Dlugi R., Güsten H. The catalytic and photocatalytic activity of coal fly ashes.— Atm. Env., 1983. v. 17, N 9, p. 1765—1771.
83. Duce R., Quinn G., Wade L. Residence time of nonmethane hydrocarbons in the atmosphere.— Mar. Poll. Bull., 1974, v. 5, p. 59—61.
84. Duce R. A. Particulate and vapor phase organic carbon in the global troposphere: budget considerations.— Pure Appl. Geophys., 1978, v. 116, p. 244—273.
85. Ellsaesser H. W. The upward trend in airborne particulates that isn't.— In: The Changing Global Environment. Dordrecht: D. Reidel Publ. Company, 1975, p. 235—269.
86. Farlow N. H., Ferry G. V., Lem H. Y., Hayes D. M. Latitudinal variations of stratospheric aerosols.— J. Geophys. Res., 1979, v. 84, N C2, p. 733—743.
87. Fenn R. W., Gerber H. E., Wasshausen D. On the chemical and physical characteristics of aerosol over some remote ice covered regions.— J. Atm. Sci., 1963, v. 20, p. 155—161.
88. Flyger H., Hansen K., Megaw W. J., Cox L. C. The background level of the summer tropospheric aerosol over Greenland and the North Atlantic.— J. Appl. Met., 1973, v. 12, p. 161—174.
89. Friend J. P. Properties of the stratospheric aerosol.— Tellus, 1966, v. 18, p. 465—473.
90. Gillete D. A., Blifford I. H. Composition of tropospheric aerosols as a function of altitude.— J. Atm. Sci., 1971, v. 28, p. 1199—1208.
91. Gras J. L., Laby J. E. Southern hemisphere stratospheric aerosol measurements. 2. Time variation and the 1974—75 aerosol events.— J. Geophys. Res., 1979, v. 84, N C1, p. 303—307.
92. Gras J. L., Laby J. E. Southern hemisphere stratospheric aerosol measurements. 3. Size distribution 1974—1979.— J. Geophys. Res., 1981, v. 86, N C10, p. 9767—9775.
93. Hänel G., Bullrich K. Physico-chemical property models of tropospheric aerosol particles.— Beitr. Phys. Atm., 1978, Bd 51, S. 129—138.
94. Harris F. S., Rosen J. M. Measured and analytic distributions of stratospheric aerosols: A review and commentary.— Paper MA21, NTIS Document, NASA, CP-2004, 1976.
95. Hidy G. M. et al. Observations of aerosols over Southern California coastal waters.— J. Appl. Met., 1974, v. 13, p. 96.
96. Hoffman E. J., Duce R. A. The organic carbon content of marine aerosols collected on Bermudas.— J. Geophys. Res., 1974, v. 79, p. 4474—4477.
97. Hoffman E. J., Duce R. A. Organic carbon in the marine atmospheric particulate matter: concentration and particles size distribution.— Geophys. Res. Lett., 1978, v. 12, p. 121—127.
98. Hofmann D. J., Rosen J. M. Balloon-borne observations of stratospheric aerosol and condensation nuclei during the year following the Mt. St. Helens Eruption.— J. Geophys. Res., 1982, v. 87.
99. Hofmann D. J., Rosen J. M. On the background atratospheric aerosol layer.— J. Atm. Sci., 1981, v. 38, p. 168—181.
100. Hofmann D. J., Rosen J. M. Stratospheric sulfuric acid layer: Evidence for an anthropogenic component.— Science, 1980, v. 208, p. 1368—1370.
101. Hofmann D. J., Carroll D. E., Rosen J. M. Estimate of the contribution of the space shuttle effluent to the natural stratospheric aerosol.— Geophys. Res. Lett., 1975, v. 2, p. 113—116.
102. Hofmann D. J., Rosen J. M., Pepin T. J., Pinnick R. G. Stratospheric aerosol measurements. 1. Time variations at Northern Midlatitudes.— J. Atm. Sci., 1975, v. 32, p. 1446—1456.
103. Hogan A. W. Experiments with Aitken counters in maritime atmosphere.— J. Rech. Atm., 1968, v. 3, p. 53—57.
104. Hogan A. W. Physical properties of the atmospheric aerosol.— Atmospheric Sciences Research Center Publ. No. 408, State University of New York, Albany, 1975, 101 p.
105. Husar R. B., Friedlander S. K., Heisler S. L. Physical properties of the Los Angeles smog aerosol.— Amer. Chem. Soc., 1973, v. 166, p. 201—214.
106. Irvine W. M., Pollack J. B. Infrared optical properties of water and ice spheres.— Icarus, 1968, v. 8, p. 324—332.

107. Jaenicke R. New results about the tropospheric background aerosol.— J. Geophys. Res., 1974, v. 79, p. 4474—4486.
108. Jaenicke R. The role of organic material in atmospheric aerosols.— Pageoph., 1978, v. 116, p. 283—292.
109. Jaenicke R., Junge C. Studien zur oberen Grunzgrösse des natürlichen Aerosols.— Beitr. Phys. Atm., 1967, Bd 40, S. 129—143.
110. Johnson E. A., Meyer R. C., Hopkins R. E., Mack W. H. The measurement of light scattered by the upper atmosphere from a Searchlight Beam.— J. Opt. Soc. Amer., 1939, v. 29, p. 512—517.
111. Junge C. Large scale distribution of condensation nuclei in the troposphere.— J. R. A., 1963, v. 1, p. 185—190.
112. Junge C. E. Our knowledge of the physico-chemistry of aerosols in the undisturbed maritime environment.— J. Geophys. Res., 1972, v. 77, p. 5183—5200.
113. Junge C. The chemical composition of atmospheric aerosols. 1. Measurements at round Hill Field station. June-July, 1953.— J. Meteorol., 1954, v. 11, p. 323—333.
114. Junge C. E., Manson J. E. Stratospheric aerosol studies.— J. Geophys. Res., 1961, v. 60, p. 2163—2182.
115. Junge C. E., Robinson E., Ludwig F. L. A study of aerosols in Pacific air masses.— J. Appl. Met., 1969, v. 8, p. 340—351.
116. Ketseridis G., Hahn J., Jaenicke R., Junge C. The organic constituents of atmospheric particulate matter.— Atm. Env., 1976, v. 10, p. 274—282.
117. Ketseridis G., Jaenicke R. Organische Beimengungen in Atmosphärischer Reinluft: Ein Neitrag zur Budget-Abschätzung.— Organische Verunreinigungen in der Umwelt-Erkenner, Bewerten, Vermindern. Berlin: E. Schmidt Verlag, 1977.— 278 p.
118. Kondratyev K. Ya. Radiation in the atmosphere.— N. Y.: Academic Press, 1969.— 912 p.
119. Kondratyev K. Ya. Radiation processes in the atmosphere.— Second IMO Lecture. WMO Monograph N 309, Geneva, 1972.— 214 p.
120. Landsberg H. E. Observations of condensation nuclei in the atmosphere.— Mon. Wea. Rev., 1934, v. 62, p. 442—445.
121. Landsberg H. E. Atmospheric condensation nuclei.— Erg. Kosm. Phys., 1938, v. 3, p. 155—252.
122. Martell E. A., Moore H. E. Tropospheric aerosol times: a critical review.— J.R.A., 1974, v. 8, p. 903—910.
123. McCormick M. P. SAM II measurements of the polar stratospheric aerosol. V. 2. April, 1979 — October, 1979.— NASA Reference Publ. N 1088, 1982.
124. McCormick M. P. SAM II measurements of the polar stratospheric aerosol. V. 1. October 1978—April 1979.— NASA Reference Publ. N 1081, 1981.
125. McCormick M. P. Stratospheric aerosols, NASA-TM-83217, 1981.
126. McCormick M. P. et al. High-latitude stratospheric aerosols measured by the SAM II satellite system in 1978 and 1979.— Science, 1981, v. 214, p. 328—331.
127. Mészáros A. Vertical profile of large and giant particles in the lower troposphere.— In: Proc. 7th Int. Conf. on Condensation and Ice Nuclei.— Prague & Vienna, 1969, p. 86—90.
128. Mészáros A. On the size distribution of atmospheric aerosol particles of different composition.— Atm. Env., 1977, v. 11, p. 1075—1081.
129. Mészáros A., Vissy K. Concentration, size distribution and chemical nature of atmospheric aerosol particles in remote oceanic areas.— J. Aerosol Sci., 1974, v. 5, p. 101—109.
130. Metnieks A. L. The size spectrum of large and giant sea-salt nuclei under maritime conditions.— Geophys. Bull., School of Cosmic Phys., Dublin, 1958, v. 15.
131. Meyers J. L., Duce S. A. Gaseous and particulate bromine in the marine atmosphere.— J. Geophys. Res., 1972, v. 77, N 27, p. 5330—5338.
132. Model for calculating desert aerosol turbidity over the ocean from geostationary satellite data/C. C. Norton et al.— J. Appl. Met., 1980, v. 19, N 6, p. 633—644.
133. Moore D. J., Mason B. J. The concentration, size distribution and production rate of large nuclei over the ocean.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1954, v. 80, p. 583.
134. Mossop S. C. Stratospheric particles at 20 km altitude.— Geoschima Cosmichima Acta, 1965, v. 29, p. 201—207.
135. Munger J. W., Jacob D. J., Waldman J. M., Hoffman M. R. Fog-water chemistry in an urban atmosphere.— J. Geophys. Res., 1983, v. 88, N C9, p. 5109—5121.
136. Northam G. B. et al. Dustsonde and lidar measurements of stratospheric aerosols: A comparison.— Appl. Opt., 1974, v. 13, p. 2416—2421.
137. Ogren J. A., Ahlquist N. C., Clarke A. D., Charlson R. J. Measurements of the absorption coefficient of stratospheric aerosols.— Geophys. Res. Lett., 1981, v. 8, p. 912.
138. Palmer K. F., Williams D. Optical constants of sulfuric acid; Application to the clouds of Venus? — Appl. Opt., 1975, v. 14, p. 208—219.
139. Patterson E. M. Optical absorption coefficients of aerosol particles and volcanic ash between 1 and 16 nm.— Science, 1975, v. 189, p. 177—180.
140. Patterson E. M. Optical properties of the crystal aerosol: relation to chemical and physical characteristics.— N. Y., 1980.
141. Peterson J. T., Junge C. E. Sources of particulate matter in the atmosphere in impact on climate.— Cambridge, Mass, 1971.
142. Pinkley L. W., Williams D. The infrared optical contents of sulfuric acid at 250 K.— J. Opt. Soc. Amer., 1976, v. 66, p. 122—124.
143. Pollack J. B. et al. Stratospheric aerosols and climatic changes.— Nature, 1976, v. 263, p. 551—555.
144. Pollack J. B., Toon O. B., Khare B. N. Optical properties of some terrestrial rocks and glasses.— Icarus, 1973, v. 19, p. 372—389.
145. Prospero J. Mineral and sea salt aerosol concentration in various ocean regions.— J. Geophys. Res., 1979, v. 84, N 2, p. 725—731.
146. Puesschel R. F., Barrett E. W., Wellman D. L.. McGuire F. A. Cloud modification by man-made pollutants: Effects of a coal-fired power plant on cloud drop spectra.— Geophys. Res. Lett., 1981, v. 8, p. 221—224.
147. Reagan J. A. et al. Atmospheric particulate properties inferred from lidar and solar radiometer observations compared with simultaneous in situ aircraft measurements: A case study.— J. Appl. Met., 1977, v. 16, N 9, p. 911—928.
148. Reid C. C. Ice clouds at the summer polar mesopause.— J. Atm. Sci., 1975, v. 32, p. 523—535.
149. Ripperton L. A., Jeffries H. E. Organic matter in maritime lightscattering aerosols.— University of North Carolina, Final Rep. ESE-Pub-261, 1971.— 21 p.
150. Rodhe H. A study of the sulfur budget for the atmosphere over Northern Europe.— Tellus, 1972, v. 24, N 2, p. 128—138.
151. Rodhe A., Persson C., Akesson O. An investigation into regional transport of soot and sulfate aerosols.— Atm. Env., 1972, v. 6, p. 672—693.
152. Rosen J. M., Hofmann D. J. On the background stratospheric aerosol layer.— J. Atm. Sci., 1981, v. 38, p. 168—181.
153. Rosen N. M., Hofmann D. J. Results of instrument comparisons for the July 1981 ACE Mission.— University of Wyoming, Dept. of Physics and Astronomy, Atmospheric Physics Report AP-69, 1982.
154. Rosen J. M., Hofmann D. J. Stratospheric condensation nuclei.— University of Wyoming, Dept. of Physics and Astronomy, Report No. AP-68, 1981.
155. Rosen J. M., Hofmann D. J.— University of Wyoming and Leningrad State University Cooperative Stratospheric Aerosol Research Program. Univ. of Wyoming Dept. of Physics and Astronomy, Atmospheric Physics Report WL-6, 1978.
156. Rosen J. M., Hofmann D. J., Kaselau K. H. Vertical profiles of condensation nuclei.— J. Appl. Met., 1978, v. 17, p. 1737—1740.
157. Rosen J. M., Hofmann D. J., Laby J. Stratospheric aerosol measurements. 2: The World wide distribution.— J. Atmos. Sci., 1975, v. 32, p. 1456—1462.
158. Russell P. B., Hamill P. Spatial variation of stratospheric aerosol composition and model refractive index: implications of recent results.— Paper submitted for publication, 1982.
159. Russell P. B. et al. Satellite and correlative measurements of the stratospheric aerosol. 2: Comparison of measurements made by SAM II, Dustsondes and an air-borne lidar.— J. Atm. Sci., 1981, v. 38, p. 1295—1312.
160. Russell P. B. et al. Satellite and correlative measurements of the stratospheric aerosol. 1: Optical model for data conversions.— J. Atm. Sci., 1981, v. 38, p. 1279—1294.
161. Russell P. B., Viezee W., Hake R. D., Collis R. T. H. Lidar observations of the stratospheric

aerosol: California, October 1972 to March 1974.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1976, v. 102, p. 675—695.

162. Sahara Dust. Mobilization, transport, deposition.— SCOPE 14. Chichester: J. Willey & Sons, 1979.— 297 p.

163. Schnell R. C., Valid G. Biogenic ice nuclei. Part 1. Terrestrial and marine sources.— J. Atm. Sci., 1976, v. 33, N 8, p. 1554—1564.

164. Schwiesow R. L. et al. Aerosol backscatter coefficients profiles measured at 10.6 m.— J. Appl. Met., 1981, v. 20, N 2, p. 184—194.

165. Sedlacek W. A., Mroz E. T., Lazrus A. L., Gandrud B. W. A decade of stratospheric sulfate measurements compared with volcanic activity.— J. Geophys. Res., 1982, v. 87.

166. Sellers W. D. A global climatic model based on the energy balance of the Earth-atmospheric system.— J. Appl. Met., 1969, v. 8, p. 392—400.

167. Shettle E. P., Fenn R. W. Models of the atmospheric aerosols and their optical properties.— AGARD Conf. Proc. 1976, AGARD-CP—183, US N. T. J. S., AD-A028-61.

168. Spinhirne J. Monitoring of tropospheric aerosol optical properties by lidar.— In: Atmospheric Aerosol: Their Optical Properties and Effects. NASA CP-2004, Williamsburg, Vir., 1976.

169. Stratospheric aerosol layer.— Berlin—Heidelberg—New-York: Springer-Verlag, 1982.— 156 p.

170. Tanaka M., Nakajima T., Takamura T. Simultaneous determination of complex refractive index and size distribution of airborne and water-suspended particles from light scattering measurements.— J. Met. Soc., Japan, 1982, v. 60, N 6, p. 1259—1272.

171. Toba Y. Sea-salt particles: a factor in the sea-air-sea interaction.— Umi to Sora, 1966, v. 41, N 5.

172. Toba Y. On the giant sea salt particles in the atmosphere. Pt. 1. General features of the distribution.— Tellus, 1965, v. 17, p. 145—151.

173. Toon O. B., Farlow N. H. Particles above the tropopause.— Ann. Rev. Earth Planet. Sci., 1981, v. 2, p. 19—58.

174. Toon O. B., Pollack J. B. A global average model of atmospheric aerosols for radiative transfer calculations.— J. Appl. Met., 1976, v. 15, p. 225—246.

175. Toon O. B., Pollack J. B. Atmospheric aerosols and climate.— Amer. Sci., 1980, v. 63, p. 268—278.

176. Toon O. B., Pollack J. B., Khare B. N. The optical constants of several atmospheric aerosol species: ammonium sulfate, aluminium oxide, and sodium chloride.— J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 5733—5748.

177. Toon O. B. et al. A one-dimensional model describing aerosol formation and evolution in the stratosphere. 2: Sensitivity studies and comparison with observations.— J. Atm. Sci., 1979, v. 36, p. 718—736.

178. Tozer W. F., Beeson D. E. Optical model of noctilucent clouds based on polarometric measurements from two sounding rocket compaigns.— J. Geophys. Res., 1974, v. 79, p. 5607—5612.

179. Turco R. P., Whitten R. C., Toon O. B. Stratospheric aerosols: observation and theory.— Rev. Geophys. Space Phys., 1982.

180. Turco R. P. et al. OCS stratospheric aerosols and climate.— Nature, 1980, v. 283, p. 283—286.

181. Turco R. P. et al. Carbonyl sulfide. Stratospheric aerosols and terrestrial climate.— In: Environmental and Climatic Impact of Coal Utilization. New York: Academic Press, 1980.

182. Turco R. P. et al. Stratospheric aerosol modification by supersonic transport and space shuttle operations. Climate Implications.— J. Appl. Met., 1980, v. 19, p. 78—89.

183. Turco R. P. et al. An one-dimensional model describing aerosol formation and evolution in the stratosphere. 1: Physical processes and mathematical analogs.— J. Atm. Sci., 1979, v. 36, p. 699—717.

184. Tymen G., Butor J. F., Rensux A. Quelgnes caracteristiques de l'aerosol situe au-dessus de l'Atlantique.— Chemosphere, 1975, v. 4, p. 357—360.

185. Volz F. Infrared absorption by atmospheric aerosol substances.— J. Geophys. Res., 1972, v. 77, N 6, p. 1017—1031.

186. Volz F. E. Infrared optical constants of ammonium sulfate. Sahara dust, volcanic pumice and flyash.— Appl. Optics, 1973, v. 12, N 3, p. 564—568.

187. Volz F. E. Infrared optical constants of aerosols at some locations.— Appl. Optics, 1983, v. 22, N 23, p. 3690—3700.

188. Weickmann H. K., Puerschel R. F. Atmospheric aerosols: residence times, retainment factor and climatic effects.— Beitr. Phys. Atmos., 1973, v. 46, p. 112—118.

189. Went F. W. Organic matter in the atmosphere and its possible relation to petroleum formation.— Proc. Nat. Acad. Sci. U. S., 1960, v. 46, p. 212—221.

190. Went F. W. On the nature of Aitken condensation nuclei.— Tellus, 1966; v. 18, p. 549—556.

191. Whitby K. T. Modelling of atmospheric aerosol particle size distribution. Progress Report on EPA Research Grant No. R800971: sampling and analysis of atmospheric aerosols. April 1975.— 35 p.

192. Whitby K. T. The physical characteristics of sulfur aerosols.— Atm. Env., 1978, v. 12, p. 135—159.

193. Whitlock C. H., Bartlett D. S., Gurganus E. A. Sea foam reflectance and influence on optimum wavelength for remote sensing of ocean aerosols.— Geophys. Res. Lett., 1982, v. 9, p. 719.

194. Whitten R. C., ed. The stratospheric sulfate aerosol layer.— Heidelberg: Springer Verlag, 1982.— 151 p.

195. Whitten R. C., Toon O. B., Turco R. P. The stratospheric sulfate aerosol layer: Processes, models, observations and simulations.— Pure Appl. Geophys., 1980, v. 118, p. 86—127.

196. You G. K. et al. Modeling atmospheric aerosol backscatter at CO_2 laser wavelength. 3: Effects of changes in wavelength and ambient conditions.— Appl. Optics, 1983, v. 22, N 11, p. 1671—1678.

197. Zuev V. E., Naatz I. E. Inverse problems of lidar sensing of the atmosphere.— Berlin—Heidelberg—N. Y.: Springer-Verlag, 1983.— 260 p.

Глава 26. АНТРОПОГЕННОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

26.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ОБ ИСТОЧНИКАХ И ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЗАГРЯЗНЕНИЯ

В последние десятилетия происходит интенсивное насыщение атмосферы газообразными и аэрозольными примесями от промышленных источников и автотранспорта.

Загрязняющими атмосферу примесями являются газы, пары, твердые частицы и радиоактивные вещества, которые ухудшают условия существования организмов и оказывают неблагоприятное действие на окружающую среду. Под загрязнением атмосферы обычно понимают изменение состава атмосферы в результате поступления в нее примесей [20], которые могут быть как антропогенного, так и естественного происхождения.

При естественном загрязнении атмосферы воздушный бассейн постоянно насыщается неорганическими и органическими газами, парами и твердыми частицами. Наибольший вклад в загрязнение атмосферы вносят действующие вулканы, гейзеры, лесные и степные пожары. При извержении вулканов в атмосферу выбрасывается пыль, диоксид углерода, соединения фтора и хлора, диоксид серы и метан. Состав выбросов из гейзеров более разнообразен: оксиды углерода, серы, а также пары, содержащие метан, диоксид углерода, водород и др. В приземный слой воздуха поступают вещества, образующиеся при геологических и геохимических процессах в литосфере, при распаде органических веществ, а также выделяющиеся микроорганизмами, растениями, животными и частицами растительного происхождения и бактериями.

Антропогенное загрязнение атмосферы связано с быстрым ростом числа мощных промышленных предприятий и огромным разнообразием выпускаемых ими материалов, а также с резким увеличением автотранспорта и транспорта других видов. Несовершенство технологических процессов, средств очистки выбрасываемых газов приводит к увеличению степени загрязнения атмосферы.

Промышленные источники загрязнения, т. е. объекты, выбрасывающие загрязняющие атмосферу вещества, как правило, делятся на источники с организованными и неорганизованными выбросами. Под организованным промышленным выбросом понимается выброс вещества в атмосферу через специально сооруженные газоходы, воздуховоды и трубы. Выброс в атмосферу ненаправленных потоков газа в результате нарушения герметичности оборудования, отсутствия или неудовлетворительной работы оборудования по отсосу газа в местах загрузки, выгрузки или хранения продуктов называется неорганизованным промышленным выбросом.

По своему происхождению загрязняющие атмосферу вещества могут быть первичными — поступающими непосредственно из источника — и вторичными — образующимися при переносе и рассеивании веществ в атмосфере в результате химических, фотохимических и физико-химических реакций между загрязняющими веществами.

Многие примеси в атмосфере находятся в аэрозольной форме в виде твердых или жидких частиц с малой скоростью осаждения. Частицы различаются по размеру, составу и другим характеристикам, определяющим их физические и химические свойства, а также степень взаимодействия с окружающей средой. Размер атмосферных аэрозолей варьирует в широких пределах — от тысячных долей до нескольких сотен микрометров.

Основными единицами измерения загрязнения атмосферы являются единицы концентраций примесей, содержащихся в воздухе. Большей частью определяют весовую концентрацию (мг/м^3), причем при низком уровне загрязнения атмосферы в микрограммах на 1 м^3 (1 мкг/м^3 = 10^{-3} мг/м^3), при очень низком уровне — в нанограммах на 1 м^3 (1 нг/м^3 = 10^{-6} мг/м^3). Кроме того, содержание пыли и аэрозолей в атмосфере определяют по их выпадению на подстилающую поверхность и измеряют в единицах массы на единицу площади, например в граммах на 1 м^2, килограммах на 1 га или граммах на 1 км^2, в единицу времени, например в год (г/м^2, кг/га или г/км^2). Используют также численные концентрации частиц в атмосфере, определяемые как число частиц в единице объема. Размеры частиц большей частью измеряют в микрометрах (мкм). Содержание газовых примесей иногда характеризуется отношением их объема к объему воздуха и обычно выражается в частях на 1 миллион (млн.$^{-1}$; в зарубежной литературе — ppm), а для более низких уровней — в частях на 100 миллионов или на 1 миллиард (соответственно

Таблица 26.1.1

Коэффициенты для пересчета концентраций вредных веществ, выраженных в различных системах единиц

Исходная единица измерения	Принимаемая единица измерения				
	млн.$^{-1}$ (по объему)	млн.$^{-1}$ (по массе)	мкг/м^3	мг/м^3	мкг/л
млн.$^{-1}$ (по объему)	1	$\mu:28,8$	$\mu:0,02404$	$\mu:24,04$	$\mu:24,04$
млн.$^{-1}$ (по массе)	$28,8:\mu$	1	$1,198 \cdot 10^{-3}$	1,198	1,198
мкг/м^3	$0,02404:\mu$	$8,347 \cdot 10^{-4}$	1	10^{-3}	10^{-3}
г/м^3	$24,04:\mu$	0,8347	10^3	1	1
мкг/л	$24,04:\mu$	0,8347	10^3	1	1

Примечание. μ — молекулярная масса вещества; при переходе от единиц млн.$^{-1}$ к единицам мкг учитывается, что объем, в котором располагается 1 грамм-молекула, равен 22,4 л.

Таблица 26.1.2

Число частиц N

Исходная единица измерений	Принимаемая единица		
	N/м^3	N/л	N/см^3
N/м^3	1	10^{-3}	10^{-6}
N/л	10^3	1	10^{-3}
N/см^3	10^6	10^3	1

Таблица 26.1.3

Состав незагрязненной атмосферы

Газ	Отношение смеси по объему	Газ	Отношение смеси по объему
N_2	0,781	CH_4	$(1\ldots 2) \cdot 10^{-6}$
O_2	0,209	Kr	$1,14 \cdot 10^{-6}$
^{40}Ar	$9,34 \cdot 10^{-3}$	H_2	$(4\ldots 10) \cdot 10^{-7}$
H_2O	$<4 \cdot 10^{-2}$	N_2O	$(2\ldots 6) \cdot 10^{-7}$
CO_2	$(2\ldots 4) \cdot 10^{-4}$	CO	$(1\ldots 20) \cdot 10^{-8}$
Ne	$1,82 \cdot 10^{-5}$	Xe	$8,8 \cdot 10^{-8}$
^4He	$5,24 \cdot 10^{-6}$	O_3	$5 \cdot 10^{-8}$

100 млн.$^{-1}$ и млрд.$^{-1}$; в зарубежной литературе — pphm и ppb).

В табл. 26.1.1, 26.1.2 приведены коэффициенты пересчета концентрации вредных веществ, выраженных в различных системах единиц [24].

При оценке загрязнения воздуха важно учитывать состав чистой атмосферы как газовой оболочки Земли. В нижних слоях, до высоты около 100 км, атмосфера однородна по химическому составу.

Согласно современным представлениям, основными компонентами чистой незагрязненной атмосферы являются азот, кислород, диоксид углерода и аргон, а также пары воды, однако их содержание непостоянно и значительно изменяется в зависимости от физико-климатических условий и высоты над земной поверхностью (табл. 26.1.3). Помимо аргона, в атмосфере присутствуют и другие благородные газы, такие как Ne, He, Kr и Xe. К малым газовым примесям в атмосфере относятся метан, озон, оксиды азота, оксид углерода, углеводороды, водород. Некоторые из этих газов образуются в результате химических и фотохимических реакций, происходящих в атмосфере, другие поступают из почвы и более глубоких слоев Земли.

Как было сказано выше, в атмосфере присутствуют и взвешенные частицы, радиус которых варьирует от 10^{-3} до 10^{2} мкм и более.

26.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫБРОСОВ АТМОСФЕРНЫХ ПРИМЕСЕЙ

Выбросы примесей в атмосферу от источников ее загрязнения характеризуются количеством веществ, поступающих в единицу времени, а также их химическим составом, объемом выбрасываемых газов, температурой и т. п. Определение этих характеристик и систематизация сведений о распределении источников по территории называется инвентаризацией выбросов. Учет источников загрязнения воздуха и инвентаризация выбросов ведется во многих странах. В СССР с 1975 г. введена обязательная статистическая отчетность о промышленных выбросах в атмосферу. В 1980—1981 гг. проведена общесоюзная инвентаризация выбросов. Она охватила 80 тысяч предприятий, на которых учтено 2,7 млн. источников.

Для определения количества выбрасываемых в атмосферу веществ применяют различные способы. Так, в зависимости от количества сжигаемого топлива, его сернистости и зольности определяют количество образующегося диоксида серы и золы. При полном сгорании топлива по количеству содержащегося в топливе углерода аналогично рассчитывают количество выбрасываемого диоксида углерода. Содержание вредных веществ в используемом сырье определяют на основе удельного баланса, технологических процессов и технических характеристик источников. Для различных отраслей промышленности на основе данных измерений и балансовых расчетов статистически устанавливают средние значения удельных выбросов вредных веществ на единицу продукции.

По общему балансу сжигаемого топлива, расходу сырья и вырабатываемой продукции определяется суммарное количество вредных веществ, поступающих на территорию отдельных стран и оценивается их глобальное поступление в атмосферу Земли. В наибольших количествах выбрасываются оксид углерода, диоксид серы, пыль (твердые вещества) и оксиды азота (обычно они даются в пересчете на диоксид азота). Согласно [64, 68], на 1980 г. ежегодные антропогенные выбросы в результате сжигания топлива составили 650—700 млн. т CO, 210 млн. т SO_2, 150 млн. т пыли и 55 млн. т NO_2, что в сумме превышает 1,1 млрд. т. Наряду с этими наиболее распространенными примесями в атмосферу поступает очень широкий спектр менее распространенных специфических веществ. Их выбрасывается значительно меньшее количество, но они обладают весьма значительной токсичностью. Оценка суммарных выбросов выполнена только для некоторых из них, в частности для аммиака, сероводорода и некоторых металлов. Ежегодные выбросы аммиака составляют 4 млн. т, сероводорода — 3 млн. т, свинца — 450 тыс. т, калия — 50 тыс. т, цинка — 14 тыс. т, кадмия — 7 тыс. т, меди — 6 тыс. т. Ежегодные выбросы от естественных источников составляют: по CO (в результате окисления метана) — 1500 млн. т (по некоторым оценкам, возможно, в 2-3 раза больше), SO_2 (от вулканических извержений и др.) — 295 млн. т, NO_2, NH_3 и H_2S (в результате биологических процессов) соответственно 310, 170 и 40 млн. т.

К вредным примесям обычно не относят диоксид углерода, выбросы которого в атмосферу очень большие. Однако учет его содержания в выбросах в атмосферу приобрел большое значение в связи с возможным воздействием CO_2 на климат. Согласно существующим оценкам [4, 65], в результате сжигания топлива и других видов хозяйственной деятельности ежегодно в атмосферу выделяется 15 млрд. т CO_2, а от естественных источников 140 млрд. т.

В атмосферу попадает большое количество аэрозолей как естественного, так и антропогенного происхождения. При соединении некоторых газов, в том числе диоксида серы и оксидов азота с кислородом, водяным паром и другими образуются вещества, которые переходят в твердое и жидкое состояние. Поэтому аэрозоли разделяют на первичные, поступающие непосредственно в атмосферу, и вторичные, являющиеся результатом их превращений. К основным источникам первичных аэрозолей природного происхождения относят вынос морских солей, выветривание почвы, лесные пожары и извержение вулканов, к антропогенным — выбросы промышленных предприятий, продукты сжигания топлива и т. п. Значительное количество пыли поступает также при распашке почв, опустынивании земель в результате хозяйственной деятельности человека. Вторичные аэрозоли — это нитраты, сульфаты, образующиеся из оксидов азота, диоксида серы, сероводорода, гидрокарбонаты и аммонийные соли. Мощность этих источников аэрозолей трудно поддается определению.

В табл. 26.2.1 приведены оценки различных авторов количества аэрозолей, поступающих от источников антропогенного и естественного происхождения [4].

Как указано в [4], данные табл. 26.2.1 получены со значительной погрешностью, в особенности это относится к оценке выбросов от естественных источников. Так, в [59] количество почвенной пыли, попадающей в атмосферу, оценивается лишь с точностью до двух порядков (от 7 до 700 млн. т/год). Ежегодный вынос в атмосферу морских аэро-

Таблица 26.2.1

Количество аэрозолей (млн. т/год), поступающих в атмосферу от различных источников

Антропогенный источник	Среднее	Отклонение (±)	Естественный источник	Среднее	Отклонение (±)
Источники первичных аэрозолей					
Сжигание топлива	30	24	Вынос морских солей	700	400
Выбросы промышленных предприятий	15	12	Выветривание почвы	300	250
			Лесные пожары	200	160
Распашка земель	5	4	Извержение вулкана	80	70
Всего	50	40	Всего	1280	880
Вторичные аэрозоли					
Сульфаты (из SO_2)	170	40	Нитраты (из NO_x)	250	200
Гидрокарбонаты	50	40	Аммонийные соли (из NH_3)	170	90
			Сульфаты (из H_2S)	170	40
Нитраты (из NO_x)	30	5	Гидрокарбонаты	140	70
Всего	250	85	Всего	730	400
В целом	300	125	В целом	2000	1300

Таблица 26.2.2

Поступление в атмосферу токсичных металлов (тыс. т/год) от природных и антропогенных источников

Источники	As	Cd	Hg	Pb	Zn	Fe
Природные						
Ветровая эрозия	0,25—2,5	0,1—0,25	0,01—1	0,2—16	25	$20 \cdot 10^3$
Извержение вулканов	0,6—7	0,07—0,5	0,01—0,1	4,2—6,4	18	$14 \cdot 10^3$
Дым лесных пожаров	0,16—0,5	0,01—1,5	0,01—0,5	0,04—7	250	$3,5 \cdot 10^3$
Поступление с поверхности океана	0,14	0,1—7	0,01—20	0,2—20	0,03	—
Антропогенные						
Тепловые электростанции	16	0,48	0,32	40	88	$3,2 \cdot 10^3$
Промышленность, транспорт	6,5	6,8	1,4	380	370	$1,8 \cdot 10^3$

золей, по более ранним оценкам, составляет 1,5 млрд. т, а по более поздним оценкам — 700 млн. т. В [35] указывается, что бóльшая часть этого выноса почти сразу выпадает в воду и только 300 млн. т сохраняется в воздухе. Согласно данным [59], количество аэрозолей, образующихся в результате лесных пожаров, составляет 36—360 млн. т/год, а по данным [65] всего 3 млн. т/год. Поступление в атмосферу космической пыли весьма мало́ и оценивается в $2\cdot(10^4—10^5)$ т/год.

Ежегодный суммарный выброс пыли от всех источников в среднем составляет 2,3 млрд. т с возможным отклонением $\pm 1,4$ млрд. т. Нужно обратить внимание на то, что весьма значительная часть аэрозолей возникает в результате превращения в атмосфере газовых примесей. Вследствие соединения ряда газов, в том числе SO_2 и оксидов азота, с кислородом, водяным паром и другими под влиянием фотохимических и других реакций образуются вещества, которые переходят в твердое или жидкое состояние. Таким образом, запыленность может рассматриваться как конечный продукт превращения газовых примесей и некоторый итоговый показатель загрязнения атмосферы. Это относится к газам как антропогенного, так и естественного происхождения. Интересно, что в первом случае количество вторичных аэрозолей в несколько раз превышает их прямой выброс. Этот весьма важный вывод придает особое значение оценкам газовых выбросов.

Согласно современным представлениям, основная масса ряда металлов, таких, как свинец, кадмий, мышьяк, цинк, железо, поступает в атмосферу с аэрозолями естественного и антропогенного происхождения, а ртуть — в виде паров из почвы, с поверхности растений. В табл. 26.2.2 приведены оценки глобального поступления этих металлов из природных и антропогенных источников [37, 38].

Сопоставление количества первичных и вторичных аэрозолей показывает, что они сравнимы между собой. Запыленность воздуха можно рассматривать как результат превращения газовых примесей в аэрозоли, а следовательно, как итоговый показатель загрязнения атмосферы.

Мелкодисперсные аэрозоли (размером до 200 мкм) удаляются из атмосферы главным образом в результате вымывания их осадками (до 80 % общего количества) и непосредственного осаждения на землю (примерно 20 %). Соотношение между «сухим» и «влажным» осаждениями существенно изменяется в зависимости от физико-географических условий местности.

Антропогенные выбросы вредных веществ в атмосферу распределяются по земному шару неравномерно. Основные их источники сосредоточены в индустриальных странах Северной Америки и Европы.

В табл. 26.2.3 представлены данные о ежегодных выбросах диоксида серы в разных частях Европы и в Северной Америке на 1978 г. с указанием этих выбросов, отнесенных к одному человеку и к единице площади [53].

Таблица 26.2.3

Ежегодные выбросы диоксида серы (в пересчете на серу)

Территория	Сжигание топлива	Индустриальные процессы	Суммарный выброс	Выбросы, кг на 1 чел.	Выбросы, т на 1 км²
	млн. т/год				
Северная Америка	12,3	3,9	16,1	67	0,8
Европа					
Западная	5,3	1,1	6,4	35	3,2
Южная	5,0	2,0	8,0	30	2,7
Восточная	5,3	1,0	6,3	57	6,2

В табл. 26.2.4—26.2.7 приводятся расчетные данные, характеризующие поступление свинца, кадмия, мышьяка и ртути от различных производств в северном и южном полушарии [38]. Они рассчитывались пропорционально объему продукции, производимой при определенном виде хозяйственной деятельности, или объему использованного сырья (сжигаемое топливо и др.). Приведен также удельный выброс, характеризующий выброс на единицу продукции или используемого сырья.

В связи с принятием «Конвенции о трансграничном загрязнении воздуха на большие расстояния» Европейской экономической Комиссией (ЕЭК) при ООН ведется системати-

Таблица 26.2.4

Поступление (тыс. т/год) свинца в атмосферу при различных видах хозяйственной деятельности

Вид хозяйственной деятельности	Удельный выброс	70—30° с. ш.	30—0° с. ш.	0—30° ю. ш.	30—70° ю. ш.
Тепловая энергетика	0,4—2,6 г/(МВт . ч)	5,3	0,21	0,13	0,1
Промышленное сжигание топлива	0,5—3,5 г/т	8,5	0,52	0,38	0,17
Сжигание					
городского мусора	50 г/т	2,5			
древесины	3,8 г/м³	1,3	1,8	1,6	0,04
этилированного бензина	0,37 г/л	280	13	9,7	2,6
Цветная металлургия (производство меди, свинца, цинка и др.)	0,3—6,4 кг/т	41	9,0	7,0	1,7
Черная металлургия (производство стали)	40—60 г/т	31	1,1	1,2	0,53
Итого		370	26	20	5

Таблица 26.2.5

Поступление (т/год) кадмия в атмосферу при различных видах хозяйственной деятельности

Вид хозяйственной деятельности	Удельный выброс	70—30° с. ш.	30—0° с. ш.	0—30° ю. ш.	30—70° ю. ш.
Тепловая энергетика	40 мг/(МВт · ч)	140	5,7	3,2	2,6
Промышленное сжигание топлива	0,1—0,7 г/т	730	50	34	15
Сжигание					
городского мусора	2 г/т	110			
древесины	0,16 г/т	55	80	50	1,4
дизельного топлива	0,4 г/т	230	20	10	5,8
Цветная металлургия (производство цинка, меди и др.)	0,2—13 кг/т	6200	340	900	480
Черная металлургия	0,1—0,2 г/т	60	2	2,2	1
Производство цемента	0,4 г/т	27	1,8	1,1	0,4
Итого		7500	500	1000	500

Таблица 26.2.6

Поступление (т/год) мышьяка при различных видах хозяйственной деятельности

Вид хозяйственной деятельности	Удельный выброс	70—30° с. ш.	30—0° с. ш.	0—30° ю. ш.	30—70° ю. ш.
Тепловая энергетика	60—170 мг/МВт · ч)	320	12	7	6
Промышленное сжигание топлива (угля)	1 г/т	2 300	100	72	52
Сжигание отходов	0,52 г/т	26			
Сжигание древесины	0,27 г/м^3	93	125	110	2,3
Цветная металлургия (производство меди, цинка и др.)	0,4—3 кг/т	21 000	1000	4300	2320
Черная металлургия	6—8 г/т	3 100	120	130	60
Производство цемента, стекла	6 г/т	4 400	310	180	76

Таблица 26.2.7

Поступление (т/год) ртути в атмосферу при различных видах хозяйственной деятельности

Вид хозяйственной деятельности	Удельный выброс	70—30° с. ш.	30—0° с. ш.	0—30° ю. ш.	30—70° ю. ш.
Тепловая энергетика	29—55 мг/(МВт . ч)	168	6	3,6	3,9
Промышленное сжигание топлива	0,2—1,4 г/т	1200	51	42,6	29
Сжигание городского мусора	7,8 г/т	3900			
Сжигание древесины	0,16 г/м^3	55	74	67	1,4
Цветная металлургия (производство цинка, кадмия, свинца, меди)	0,2—0,28 кг/т	1800	134	187	93
Использование ртути в различных производствах	0,01—0,28 кг на 1 т хлора 0,02—0,4 кг на 1 т краски	1800	135	112,5	86
Итого	6,4 · 10^3	5400	400	410	210

ческий учет выбросов в атмосферу сернистых соединений и оксидов азота.

В табл. 26.2.8 содержатся данные о выбросах диоксида серы и оксидов азота за 1980—1985 гг. в 25 странах Европы с указанием площади этих стран [44, 51], а в табл. 26.2.9 — выбросы, отнесенные на душу населения.

В Советском Союзе в соответствии с указанной выше статистической отчетностью ежегодно примерно от 45 тысяч предприятий поступают сведения о выбросах. Отдельно ведется отчетность по выбросам автотранспорта. Полученные данные анализируются и обобщаются в органах Госкомгидромета СССР и Госкомприроды СССР. Ежегодно в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова издаются обзоры состояния воздуха и выбросов вредных веществ в атмосферу городов и промышленных центров СССР [25, 26].

В табл. 26.2.10 представлены суммарные выбросы за период 1981—1988 гг. в СССР с указанием вклада в них стационарных (промышленных) и передвижных (автотранспорта) источников.

По отдельным, наиболее распространенным примесям в 1988 г. на территории СССР промышленные выбросы составили: 17,7 млн. т диоксида серы, 14,7 млн. т пыли (твердые вещества), 14,9 млн. т оксида углерода, 8,5 млн. т углеводородов и 4,5 млн. т оксидов азота. Наибольший вклад в суммарные промышленные выбросы вносят предприятия энергетики (25 %), черной металлургии (17 %), цветной металлургии (10 %), нефтехимической, нефтяной и строительной промышленности (18 %). По отдельным примесям вклад в промышленные выбросы составляет: диоксида серы от предприятий энергетики — 46 %, цветной металлургии — 28 %; оксида

Таблица 26.2.8

Выбросы диоксида серы и оксидов азота (тыс. т/год) в странах Европы, 1980—1985 гг.

Страна	Площадь, тыс. км^2	Суммарный выброс SO_2	Страна	Суммарный выброс NO_x
Великобритания	244	5430	ФРГ	1895
Польша	312,7	4300	Великобритания	1888
ФРГ	108,2	4000	Франция	1297
Италия	301,2	3800	Италия	1026
ФРГ	249,6	3630	Польша	858
Франция	554	3600	Испания	585
Югославия	255,8	3108	ФРГ	567
Чехословакия	127,9	3000	Чехословакия	512
Испания	500	2808	Румыния	410
Румыния	237,5	2052	Нидерланды	401
Болгария	110,9	1632	Бельгия	290
Венгрия	93	1629	Швеция	247
Бельгия	30,5	810	Югославия	203
Греция	132,2	698	Болгария	197
Швеция	450	550	Дания	181
Финляндия	337,1	540	Венгрия	180
Нидерланды	41	480	Финляндия	152
Дания	43,1	456	Австрия	150
Австрия	83,9	440	Греция	146
Ирландия	68,9	172	Швейцария	130
Португалия	76,7	170	Норвегия	102
Норвегия	323,9	150	Португалия	80
Швейцария	41,3	124	Ирландия	60
Албания	28,7	58	Люксембург	20
Исландия	60,7	12	Исландия	10
			Албания	9

Таблица 26.2.9

Выбросы диоксида серы и оксидов азота (кг) в странах Европы на душу населения, 1980—1985 гг.

Страна	Выбросы SO_2	Страна	Выбросы NO_x
ФРГ	222	Люксембург	55
Чехословакия	202	Исландия	43
Венгрия	153	Швеция	39
Югославия	134	ФРГ	36
Финляндия	124	Дания	35
Болгария	112	Нидерланды	35
Румыния	90	ФРГ	34
Дания	86	Чехословакия	33
Великобритания	84	Великобритания	32
Бельгия	83	Финляндия	31
Польша	77	Бельгия	30
Греция	72	Франция	24
Испания	72	Норвегия	24
Италия	68	Польша	23
Франция	60	Болгария	22
Швеция	60	Австрия	20
Австрия	58	Швейцария	20
ФРГ	52	Ирландия	18
Ирландия	51	Италия	18
Исландия	43	Румыния	18
Нидерланды	34	Венгрия	17
Норвегия	33	Греция	15
Албания	20	Испания	15
Швейцария	19	Югославия	9
Португалия	17	Португалия	8

углерода от предприятий черной металлургии — 54 %, оксидов азота от предприятий энергетики 66 % и черной металлургии — 11 %; углеводородов от предприятий нефтяной — 51 %, нефтехимической — 28 % и газовой промышленности — 17 %.

В табл. 26.2.11 приведены данные о распределении промышленных выбросов диоксида серы, твердых веществ (пыли, золы), оксида углерода, оксидов азота и углеводородов (без метана) и общая сумма выбросов по 20 экономическим районам СССР [26].

Таблица 26.2.10

Годовые выбросы вредных веществ на территории СССР [26]

Год	Выбросы, млн. т		
	суммарные	промышленные	автотранспорт
1981	104,7	64,3	40,4
1982	108,9	66,5	42,4
1983	108,0	66,2	41,8
1984	104,0	65,5	38,5
1985	101,7	65,0	36,7
1986	101,8	64,7	37,1
1987	100,0	63,5	36,2
1988	96,8	61,7	35,2

Таблица 26.2.11

Территориальное распределение промышленных выбросов по экономическим районам СССР за 1988 г.

Экономический район	Выбросы, тыс. т					
	Диоксид серы	Твердые вещества	Оксид углерода	Оксиды азота	Углеводороды	Суммарные
Северный	1123,4	653,8	823,3	139,0	729,0	3524,2
Северо-Западный	308,8	292,0	121,4	92,8	89,1	932,9
Центральный	1061,4	1071,0	675,5	397,1	353,9	3623,9
Волго-Вятский	337,1	293,4	227,9	112,9	145,9	1154,6
Центрально-черноземный	185,1	258,7	699,9	101,5	123,9	1402,4
Поволжский	748,5	324,9	501,1	288,2	916,9	2875,8
Северо-Кавказский	429,2	306,6	313,8	144,1	580,2	1815,0
Уральский	2333,7	2205,1	2436,2	700,5	837,8	8600,9
Западно-Сибирский	712,8	1201,2	2018,9	552,1	2761,3	7362,3
Восточно-Сибирский	2765,5	930,8	625,7	172,6	179,3	4742,3
Дальневосточный	396,7	823,0	446,6	129,2	115,0	1920,1
Донецко-Приднепровский	2196,2	1736,5	3189,5	556,1	267,8	8044,9
Юго-Западный	843,4	448,8	349,5	203,1	201,3	2105,2
Южный	171,5	155,4	366,0	29,2	58,1	803,3
Прибалтийский	532,9	365,4	220,9	84,2	57,1	1287,5
Закавказский	326,0	398,2	274,8	135,4	317,2	1483,1
Среднеазиатский	628,8	497,3	308,7	174,5	562,4	2209,0
Казахстанский	1570,0	2152,3	1010,8	315,8	219,8	5300,6
Белорусский	637,2	162,2	235,1	104,0	164,7	1345,1
Молдавская ССР	272,9	81,9	47,4	48,3	9,5	462,2

Из общего количества примесей, содержащихся в промышленных выбросах в атмосферу, 98 % приходится на пять наиболее распространенных: диоксид серы, твердые вещества, оксид углерода, оксиды азота и углеводороды. Тогда как на так называемые специфические примеси приходится только 2 %, однако многие из них характеризуются высокой токсичностью (см. п. 26.3) и нередко представляют значительную опасность для здоровья населения и для окружающей среды. По данным [26], выбросы в атмосферу городов за 1988 г. в тыс. т составили: сероводорода — 99, аммиака — 89, сероуглерода — 77, серной кислоты — 62, газообразных фтористых соединений — 7,9, фенола — 7, хлора — 5, хлористого водорода — 5,5, формальдегида — 4, метилмеркаптана — 2,3, метанола — 2.

В табл. 26.2.12 представлены антропогенные выбросы мышьяка, кадмия, меди, свинца, ванадия и цинка в странах Европы [63]. Наибольшие суммарные выбросы основных загрязняющих атмосферу веществ отмечены в США в 1977 и 1987 г. (табл. 26.2.13) [61].

В Канаде и Японии выбросы SO_2 составляют соответственно 4,7 и 1,3 млн. т/год, NO_2 — 1,8 и 1,4 млн. т/год [52]. В сумме выбросы США, Англии, ФРГ, Франции, Канады, Италии и Японии составляют по SO_2 — 30 % и NO_2 — 60 % от глобальных значений. Соответствующий вклад СССР и стран-членов СЭВ по SO_2 и NO_2 составляет примерно 15 %.

Значительный и все возрастающий вклад в загрязнение атмосферы вносят выбросы автотранспорта. Основные ингредиенты их отработанных газов — оксиды углерода и азота,

Таблица 26.2.12

Антропогенные выбросы (т/год) As, Cd, Cu, Pb, V, Zn в странах Европы

Страна	As	Cd	Cu	Pb	V	Zn
Австрия	43	6	130	1 930	550	1 650
Албания	31	1	71	130	43	72
Великобритания	160	96	580	10 100	2 070	3 500
Бельгия	360	51	610	3 990	910	4 720
Болгария	150	67	290	2 230	700	1 720
Венгрия	34	8	510	890	390	280
ФРГ	130	36	380	2 080	970	750
Греция	10	3	55	1 300	370	120
Дания	7	9	38	750	600	700
Ирландия	2	1	13	460	200	33
Исландия	0	0	0,5	36	11	0
Испания	300	120	570	5 530	1 370	3 260
Италия	93	54	390	9 370	3 950	4 420
Люксембург	0,4	1	24	300	30	160
Нидерланды	38	11	105	2 430	980	1 430
Норвегия	17	4	56	800	160	1 190
Польша	660	210	1310	4 570	670	4 730
Португалия	7	2	29	530	270	39
Румыния	35	13	230	1 880	660	610
СССР (Европейская часть)	260	81	640	10 220	4 000	3 250
Турция (Европейская часть)	42	6	240	730	460	500
Чехословакия	86	22	320	1 730	990	700
Финляндия	130	23	250	1 620	570	2 960
Франция	230	85	450	10 500	2 340	6 130
Швейцария	350	150	1550	9 300	2 200	11 700
Швеция	150	19	240	2 240	1 000	1 200
Югославия	130	65	290	2 920	720	2 010
Всего	3560	1155	9390	89 100	27 300	57 400

Таблица 26.2.13

Выбросы вредных веществ на территории США в 1977 и 1987 гг.

Вещество	Выбросы, млн. т	
	1977 г.	1987 г.
Диоксид серы	27,4	20,4
Твердые вещества	12,4	7,0
Оксид углерода	104,2	61,4
Оксиды азота	23,1	19,5
Летучие органические вещества	28,3	10,6
Суммарный выброс	195,8	128,0

углеводороды, альдегиды, свинец, ряд других примесей, в том числе канцерогенных. В выбросах автомобилей западноевропейского производства с карбюраторными и дизельными двигателями содержится примерно 9 % диоксида углерода, соответственно 0,06 и 0,04 % оксидов азота, 0,05 и 0,02 % углеводородов, 4,0 и 0,1 % оксида углерода. При низкой скорости движения и торможении объем выбросов автомобилей в 3—5 раз больше, чем при высокой скорости. В связи с этим загрязнение воздуха в городах существенно зависит от ширины улиц, числа перекрестков, наличия подземных переходов и др. В несколько раз возрастают выбросы при неисправности двигателей, поэтому большое значение приобретает контроль за состоянием двигателей из автопарка и на линиях движения, а также мероприятия, направленные на обеспечение чистоты воздуха при градостроительстве. Из табл. 26.2.10 следует, что за период 1981—1988 гг. в Советском Союзе вклад автотранспорта в суммарный выброс составляет примерно 37 %.

В табл. 26.2.14 представлены сведения о вкладе автотранспорта в суммарные выбросы вредных веществ в городах СССР и США [50].

Таблица 26.2.14

Доля вклада автотранспорта в суммарные выбросы в городах СССР и США

Вещество	Вклад, %	
	СССР	США
Оксид углерода	53,0	75,2
Оксиды азота	23,3	29,0
Углеводороды	45,5	34,9
Суммарный выброс	48,0	49,0

Бóльшая часть вредных выбросов сосредоточена в городах и промышленных районах. В табл. 26.2.15 представлены данные о выбросах основных примесей в городах СССР с населением более 500 тысяч человек [26].

Таблица 26.2.15

Выбросы от промышленных предприятий и автотранспорта в крупнейших городах СССР (в числителе — значения промышленных выбросов, а в знаменателе — выбросы от автотранспорта)

Город	Население, тыс. чел. на 1 января 1988 г.	Выбросы, тыс. т/год					Сумма
		Твердые вещества	Диоксид серы	Оксид углерода	Оксиды азота	Углеводороды	
Алма-Ата	1108,4	9,7/—	15,6/—	14,7/130,8	3,2/11,2	1,2/22,8	46,5/164,8
Вильнюс	582,0	2,3/—	19,3/—	4,9/44,4	4,3/3,0	1,2/9,8	33,7/57,2
Владивосток	615,0	42,8/—	27,4/—	4,6/42,4	3,6/2,7	1,3/9,3	79,9/54,4
Волгоград	983,0	41,8/—	37,6/—	59,9/91,3	18,8/6,0	61,4/18,9	227,7/116,2
Воронеж	935,1	12,2/—	9,5/—	8,6/104,5	4,0/10,6	4,8/18,9	41,5/134,0
Горький	1425,0	25,7/—	57,1/—	32,4/103,8	16,0/7,1	10,6/22,8	145,9/133,7
Днепропетровск	1153,4	72,6/—	110,8/—	61,0/82,5	41,0/5,5	9,2/16,9	296,4/104,9
Донецк	1072,9	21,7/—	31,6/—	110,1/99,3	6,9/7,1	2,2/20,7	178,2/127,1
Душанбе	582,0	11,3/—	6,1/—	8,2/60,1	4,1/3,5	0,4/12,8	30,8/76,4
Ереван	1168,0	5,0/—	15,4/—	11,3/138,9	9,2/8,8	9,2/26,5	51,8/174,2
Запорожье	852,2	69,7/—	25,2/—	146,8/82,1	14,3/5,3	5,5/17,4	267,0/104,8
Ижевск	631,0	20,0/—	4,7/—	7,5/44,0	14,4/2,6	4,0/9,1	52,0/55,7
Иркутск	609,0	29,4/—	29,3/—	26,0/48,7	8,2/3,0	1,1/10,5	94,5/62,2
Казань	1068,0	11,3/—	16,0/—	10,4/77,8	14,5/5,3	27,8/17,2	85,6/100,3
Калининград	894,0	14,5/—	27,0/—	11,0/28,5	2,6/2,0	0,6/6,4	56,8/36,9
Караганда	633,3	61,7/—	43,2/—	44,6/64,9	11,1/4,3	0,5/14,5	161,6/83,7
Кемерово	520,0	36,6/—	26,2/—	20,9/56,6	28,3/3,6	7,2/12,1	122,0/72,3
Киев	2448,3	12,3/—	19,2/—	5,5/194,0	21,9/11,9	9,2/38,3	70,6/244,2
Кишинев	720,0	4,7/—	11,5/—	5,8/79,4	5,4/5,1	3,7/16,2	31,5/100,7
Красноярск	899,0	78,3/—	39,0/—	115,3/83,3	12,8/5,6	4,8/17,7	259,6/106,6

Город	Население, тыс. чел. на 1 января 1988 г.	Выбросы, тыс. т/год					Сумма
		Твердые вещества	Диоксид серы	Оксид углерода	Оксиды азота	Углеводороды	
Кривой Рог	683,6	207,9/—	98,1/—	902,3/58,0	36,8/4,4	3,1/13,1	1252,7/75,5
Куйбышев	1280,0	16,5/—	39,2/—	29,7/97,0	17,4/5,9	41,1/19,6	147,0/122,5
Ленинград	5000,0	46,1/—	73,6/—	41,2/290,9	46,7/21,1	17,0/59,9	236,4/371,9
Липецк	513,8	56,3/—	55,4/—	541,6/47,1	26,0/3,2	1,9/10,5	684,5/60,8
Мариуполь	522,2	112,9/—	54,1/—	573,5/28,6	30,5/1,9	2,1/5,8	777,6/36,3
Минск	1543,0	10,1/—	29,9/—	41,2/93,0	17,6/8,7	4,2/23,3	113,5/125,0
Москва	8614,0	29,8/—	70,6/—	28,1/633,4	98,7/41,6	59,7/126,3	311,8/801,3
Новокузнецк	589,0	136,0/—	90,3/—	561,7/43,4	34,0/3,2	1,9/9,2	833,0/55,8
Новосибирск	1436,0	81,2/—	74,8/—	38,8/84,6	32,3/5,6	5,9/18,5	235,1/108,7
Одесса	1125,5	19,1/—	15,3/—	27,5/111,5	5,5/6,9	15,5/22,4	87,8/140,8
Омск	1155,5	104,4/—	184,1/—	40,2/121,1	36,5/7,9	85,3/25,4	458,8/154,4
Оренбург	537,0	6,8/—	101,2/—	14,7/64,4	14,9/10,7	3,7/14,0	142,1/89,1
Пенза	542,6	10,0/—	9,6/—	10,7/52,5	5,2/2,0	0,7/5,2	36,8/53,7
Пермь	1104,9	12,9/—	39,0/—	25,3/62,3	26,9/4,3	78,1/13,2	192,1/79,8
Рига	900,0	8,9/—	9,3/—	9,5/76,9	2,4/5,4	4,6/15,4	37,3/97,7
Ростов-на-Дону	1004,0	6,5/—	14,9/—	9,5/87,2	3,8/5,1	6,4/16,7	43,7/109,0
Рязань	508,0	7,8/—	43,8/—	23,6/48,9	9,0/3,2	66,4/10,7	162,2/62,8
Саратов	918,0	5,0/—	19,9/—	18,4/37,7	12,3/7,8	71,0/9,2	129,8/54,7
Свердловск	1331,4	23,9/—	3,8/—	21,6/73,2	13,7/5,0	17,5/16,3	80,7/94,5
Ташкент	2073,0	14,7/—	30,9/—	19,2/277,0	29,3/26,8	5,7/49,5	100,4/353,3
Тбилиси	1210,5	7,2/—	4,6/—	22,5/224,6	3,6/18,7	0,6/38,9	42,5/282,2
Тольятти	627,0	24,3/—	15,8/—	25,4/48,0	40,1/3,4	7,0/10,2	125,8/61,6
Тула	537,9	10,1/—	9,6/—	108,0/29,9	4,4/2,4	0,7/7,6	133,3/39,9
Тюмень	500,6	8,2/—	7,8/—	9,3/70,6	12,7/4,9	1,5/15,0	40,3/90,5
Ульяновск	589,0	16,0/—	35,7/—	24,1/58,4	9,6/4,1	1,7/12,7	89,3/75,2
Уфа	1092,0	9,2/—	72,3/—	35,7/85,9	24,8/5,8	157,9/19,5	304,0/111,2
Фрунзе	616,4	19,6/—	35,9/—	8,7/58,9	7,6/3,6	1,4/12,2	74,0/74,7
Хабаровск	600,1	48,6/—	55,4/—	35,0/46,5	12,0/3,0	20,9/9,7	172,1/59,2
Харьков	1553,6	16,2/—	3,9/—	17,9/98,4	7,4/6,5	9,2/20,2	58,3/125,1
Челябинск	1119,3	93,6/—	60,1/—	209,7/69,6	29,4/5,1	31,4/19,4	426,9/94,1
Ярославль	634,0	22,0/—	37,9/—	63,0/41,6	15,4/2,9	88,1/9,2	231,5/53,7

В настоящее время во многих крупных городах выбросы автомашин являются преобладающими (табл. 26.2.16).

Таблица 26.2.16

Доля автотранспорта в выбросах вредных веществ в крупных городах [43]

Город	Доля автотранспорта (%) от общего количества выбрасываемых вредных веществ		
	Оксид углерода	Углеводороды	Оксиды азота
Ленинград	88	79	32
Лос-Анджелес	98	66	72
Мадрид	95	90	35
Москва	96	64	33
Нью-Йорк	97	63	31
Стокгольм	99	93	53
Токио	99	95	33
Торонто	98	69	19

Из анализа данных о выбросах в атмосферу следует, что они, как правило, возрастают с развитием промышленности, энергетики и транспорта. В табл. 26.2.17 приведены значения глобальных выбросов SO_2 от разных источников за период 1860—1985 гг., а в табл. 26.2.18 — выбросы SO_2, NO_2 и пыли за 1968 и 1980 гг. в разных странах мира.

Данные об изменении количества выбросов наиболее распространенных примесей в США с указанием их источников за период 1940—1987 гг. приведены в табл. 26.2.19. В США значительно снижены выбросы свинца: с 27,9 тыс. т/год в 1978 г. до 8,1 тыс. т/год в 1987 г.

В СССР, согласно данным табл. 26.2.10, за период 1981—88 гг. суммарные выбросы, за исключением оксидов азота, в основном стабилизировались. В целом суммарные выбросы уменьшились на 5 %, несколько больше снизились выбросы диоксида серы.

Таблица 26.2.17

Глобальные выбросы SO_2 (в пересчете на серу S) от различных источников (млн. т/год) [53]

Год	Сжигание			Производство меди и плавление	Другие источники	Суммарный выброс
	угля	нефти	бурого угля			
1860	2,4	0,0	0,0	0,1	0,0	2,5
1870	3,6	0,0	0,1	0,1	0,1	3,9
1880	5,6	0,0	0,2	0,2	0,1	6,1
1890	8,4	0,1	0,3	0,4	0,1	9,3
1900	12,6	0,2	0,6	0,5	0,2	14,1
1910	18,8	0,4	0,9	0,9	0,3	21,3
1920	21,2	0,7	1,3	1,5	0,6	25,0
1930	24,2	1,6	1,7	1,6	0,6	27,1
1940	24,2	2,3	2,6	2,4	1,2	32,7
1950	25,8	4,2	3,0	2,4	1,4	36,8
1960	30,4	8,3	5,4	3,5	1,5	48,6
1965	31,8	12,0	6,2	3,9	1,4	55,3
1970	32,4	16,6	6,6	4,2	1,2	62,0
1975	35,0	21,0	7,2	4,8	1,0	69,0
1985	48,0	25,0	9,5	6,5	1,0	90,0

Изменение выбросов оксидов азота и диоксида серы в ряде стран дано в табл. 26.2.20 и 26.2.21. Выбросы оксидов азота почти повсеместно растут. В ряде стран в связи с введением газоочистки выбросы сернистых соединений в последние годы несколько сократились. С целью снижения антропогенных выбросов некоторых примесей, оказывающих вредное воздействие, в макромасштабном и глобальном плане приняты международные обязательства. В частности, в развитие «Конвенции о трансграничном загрязнении воздуха на большие расстояния» (1979 г.) государства Европы, США и Канада должны снизить выбросы или трансграничные потоки SO_2

Таблица 26.2.18

Выбросы вредных веществ (млн. т) в 1968 и 1980 гг. [4]

Страна	Диоксид серы		Оксиды азота		Пыль (твердые вещества)	
	1968 г.	1980 г.	1968 г.	1980 г.	1968 г.	1980 г.
США	25,4	23,2	9,0	20,3	8,0	12,0
Великобритания	5,7	4,7	1,0	1,8	1,4	
Япония	4,0	1,3	1,0	1,4	1,9	
ФРГ	3,2	3,2	1,3	3,1	1,0	0,8
Италия	1,9	3,8	0,4	1,1	0,1	0,3
Франция	1,6	3,5	0,5	1,8	0,3	0,2
Канада	1,2	4,6	0,3	1,7		
Испания	0,9	3,7	0,2	0,9	0,2	0,4
Бельгия	0,8	0,8	0,2	0,3	0,1	0,4
Голландия	0,7	0,5	0,2	0,5	0,12	0,04
Швеция	0,5	0,5	0,1	0,3	0,02	0,04
Дания	0,4	0,5	0,09	0,2	0,02	0,03
Австрия	0,3	0,4	0,08	0,2	0,08	0,07
Финляндия	0,2	0,4	0,1	0,3	0,02	0,04
Греция	0,2	0,7	0,04	0,12	0,01	0,06
Турция	0,2	0,6	0,1	0,3	0,5	0,6

Таблица 26.2.19

Выбросы примесей (млн. т/год) от различных источников в США за период 1940—1987 гг. [50, 61]

Год	Транспорт	Стационарные источники сжигания топлива	Промышленные процессы	Разные источники	Суммарный выброс
		Диоксид серы			
1940	2,9	11,0	3,6	0,5	18,0
1950	2,3	12,9	4,6	0,5	20,3
1960	0,4	14,0	5,1	0,5	20,0
1970	0,6	21,3	6,2	0,1	28,2
1980	0,9	18,8	3,5	0,0	23,2
1983	0,9	16,8	3,1	0,0	20,8
1987	0,9	16,4	3,1	0,0	20,4
		Оксиды азота			
1940	2,2	3,3	0,2	1,0	6,7
1950	3,5	4,7	0,3	0,8	9,3
1960	4,9	6,7	0,5	0,7	12,8
1970	7,6	9,1	0,7	0,7	18,1
1980	9,2	10,1	0,7	0,3	20,1
1983	8,8	9,7	0,6	0,3	19,4
1987	8,4	10,3	0,6	0,2	19,5
		Пыль (твердые вещества)			
1940	2,7	7,1	8,4	4,2	22,4
1950	2,1	6,7	12,3	3,1	24,2
1960	0,7	5,5	12,0	2,7	20,9
1970	1,2	4,5	10,1	2,2	18,8
1980	1,4	2,2	3,2	1,5	8,3
1983	1,3	2,0	2,3	1,3	6,9
1987	1,4	1,8	2,5	1,3	7,0
		Оксид углерода			
1940	29,3	13,7	6,6	29,8	79,4
1950	43,6	9,9	10,5	20,8	84,8
1960	57,0	6,1	9,3	15,1	87,5
1970	71,8	3,9	9,0	13,6	98,3
1980	52,7	6,2	6,3	9,8	75,0
1983	47,7	3,0	4,6	8,3	67,6
1987	40,7	7,2	4,7	8,8	61,4
		Летучие органические соединения			
1940	3,2	3,9	3,2	5,4	13,7
1950	8,9	2,6	5,2	4,6	20,3
1960	11,1	1,6	6,1	4,5	23,3
1970	12,3	0,9	8,7	5,1	27,0
1980	8,2	1,7	8,9	9,5	22,3
1983	7,2	2,1	7,5	3,1	19,9
1987	6,0	2,3	8,3	3,0	19,6

Таблица 26.2.20

Изменения выбросов оксидов азота (млн. т/год) в период 1955—1983 гг. [53]

Страна	Годы					
	1955	1965	1970	1975	1980	1983
США			18,1	19,1	20,3	19,4
Канада			1,3	1,6	1,7	
ФРГ		2,0	2,4	2,7	3,1	3,1
Великобритания			1,7	1,7	1,8	1,6
Швеция	0,1		0,3	0,3	0,3	

Таблица 26.2.21

Изменения выбросов диоксида серы (млн. т/год) в период 1955—1983 гг. [53]

Страна	Годы					
	1955	1965	1970	1975	1980	1983
США			28,2	25,6	23,2	20,6
Канада	4,5	6,6	6,7	5,6	4,6	
ФРГ		3,2	3,6	3,6	3,2	3,0
Великобритания			5,7	5,1	4,7	3,7
Швеция	0,5	0,8	0,9	0,7	0,5	0,3
Финляндия	0,1	0,4	0,5	0,6	0,6	0,7

на 30 % по отношению к их величинам в 1980 г. Рассматривается вопрос о дальнейшем снижении выбросов SO_2, а также стабилизация выбросов оксидантов азота в последующий период. Согласно Конвенции об охране озонного слоя Земли (1985 г.), ведущие промышленные страны Запада и СССР решили прекратить производство и использование хлорфторуглеродов к 2000 г. [30].

Поскольку приводимые данные о выбросах недостаточно строги, между значениями, представленными в таблицах, встречаются некоторые различия.

В связи с возможным влиянием на изменение климата большое значение приобретает быстрый рост выбросов CO_2 и фреонов (хлорфторуглеродов) в атмосферу (табл. 26.2.22 и 26.2.23).

Таблица 26.2.22

Глобальные выбросы CO_2 (млн. т С) от антропогенных источников [60]

Год	Сжигание топлива				Производство цемента	Суммарный выброс
	твердое	жидкое	газ			
			природный	другие виды		
1950	1,078	425	97	23	18	1,639
1955	1,215	625	150	30	30	2,050
1960	1,419	850	235	39	43	2,586
1965	1,467	1,221	352	55	59	4,154
1970	1,595	1,839	516	88	78	4,116
1975	1,715	2,132	621	96	96	3,500
1980	1,924	2,408	724	78	121	5,266
1984	2,103	2,268	784	47	128	5,335

Таблица 26.2.23

Выбросы фреонов (т/год) в атмосферу [53]

Год	Фреон-11	Фреон-12	Год	Фреон-11	Фреон-12
1931	0	0,1	1970	207	300
1941	0,1	3	1975	311	404
1951	7,6	32	1980	251	333
1961	52	100	1985	281	368
1965	108	175			

26.3. КРИТЕРИИ КАЧЕСТВА АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА И ПОСЛЕДСТВИЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

Основными критериями качества атмосферного воздуха являются предельно допустимые концентрации (ПДК) для населенных мест.

В соответствии с ГОСТ 17.2.1.04-77 [20] под ПДК понимается максимальная концентрация примеси в атмосфере, которая отнесена к определенному времени осреднения и при периодическом воздействии или на протяжении всей жизни человека не оказывает на него вредного действия, включая отдаленные последствия, и на окружающую среду в целом.

В 1964 г. Комитет Всемирной организации здравоохранения установил четыре уровня загрязнения воздуха — отсутствие влияния, раздражение, хронические заболевания и острые заболевания. В СССР при установлении ПДК принят самый низкий уровень, т. е. случаи, когда не обнаруживается никакого влияния.

Для определения ПДК используются высокочувствительные тесты экспозиции. Под тестом экспозиции понимают показатель, характеризующий содержание вредного вещества или продуктов его превращения в организме человека, или степень угнетения активности определенных ферментов, соответствующую общей поглощенной дозе вредного вещества. Так, в качестве теста экспозиции используются реакции изменения световой чувствительности глаза, биопотенциалов головного мозга и другие, позволяющие обнаруживать минимальные воздействия токсичных веществ на организм человека.

Для определения резорбтивного (длительного) воздействия токсичных веществ проводят эксперименты на животных с применением физиологических, биохимических, иммунобиологических и других тестов, а также используются материалы эпидемиологических исследований. К полученным лабораторным данным о пороге воздействия в ряде случаев вводят дополнительно коэффициенты запаса, снижающие эти пороги в несколько раз (иногда в 100).

По степени воздействия на организм вредные вещества подразделяют на четыре класса опасности.

Класс опасности вредных веществ устанавливают в зависимости от норм и показателей, приведенных в табл. 26.3.1.

Таблица 26.3.1

Классы опасности вредных веществ [18]

Показатель	Класс опасности			
	1-й	2-й	3-й	4-й
ПДК вредных веществ в воздухе рабочей зоны, мг/м³	<0,1	0,1—1,0	1,1—10,0	>10,0
Средняя смертельная доза, мг/кг				
при введении в желудок	<15	15—150	151—5000	>5000
при нанесении на кожу	<100	100—500	501—2500	>2500
Средняя смертельная концентрация в воздухе, мг/м³	<500	500—5000	5001—50 000	>50 000
Коэффициент возможности ингаляционного отравления	>300	300—30	29—3	<3
Зона острого действия	<6,0	6,0—18,0	18,0—54,0	>54,0
Зона хронического действия	>10,0	10,0—5,0	4,9—2,5	<2,5

Отнесение вредного вещества к тому или иному классу опасности производят по показателю, значение которого соответствует наиболее высокому классу опасности.

Министерство здравоохранения СССР периодически утверждает предельно допустимые концентрации вредных веществ в атмосферном воздухе населенных мест, среди которых выделяются два типа ПДК: максимально разовые ($ПДК_{раз}$) и среднесуточные ($ПДК_{сут}$). Первая относится к 20—30-минутному интервалу времени осреднения и определяет кратковременное воздействие на организм человека, вторая, так называемая среднесуточная определяет длительное время воздействия, без строгого фиксирования его продолжительности, и практически представляет собой среднегодовое значение ПДК.

Таблица 26.3.2

Предельно допустимые концентрации (ПДК) загрязняющих веществ в атмосферном воздухе населенных мест [42]

Вещество	ПДК мг/м³		Класс опасности
	максимальная разовая	среднесуточная	
Азота диоксид	0,085	0,04	2
Азота оксид	0,6	0,06	3
Акролеин	0,03	0,03	2
Аммиак	0,2	0,04	4
Ангидрид сернистый	0,5	0,05	3
Ангидрид фосфорный	0,15	0,05	2
Анилин	0,05	0,03	2
Ацетон	0,35	0,35	4
Белок пыли белково-витаминного концентрата (БВК)	—	0,001	2
Бенз(а)пирен	—	0,1 мкг/100 м³	1
Бензин (нефтяной, малосернистый, в пересчете на углерод)	5	1,5	4
Бензол	1,5	0,1	2
Бром	—	0,04	2
Ванадия пентаксид	—	0,002	1
Твердые вещества	0,5	0,15	3
Диметиламин	0,005	0,005	2
Диметилсульфид	0,08	—	4
Кадмия оксид (в пересчете на кадмий)	—	0,001	2
Кампролактам (пары, аэрозоль)	0,06	0,06	3
Карбонат циклогексиламина (КЦА)	0,07	—	3
Кислота азотная по молекуле	0,4	0,15	2
Кислота серная по молекуле	0,3	0,1	2
Марганец и его соединения (в пересчете на диоксид марганца)	0,01	0,001	2
Метилмеркаптан	$9 \cdot 10^{-6}$	—	2
Мышьяк, неорганические соединения (в пересчете на мышьяк))	—	0,003	4
Нафталин	0,003	0,003	4
Озон	0,16	0,03	1
Ртуть металлическая	—	0,0003	1
Сажа	0,15	0,05	3
Свинец и его соединения кроме тетраэтиленсвинца (в пересчете на свинец)	—	0,0003	1
Свинец сернистый (в пересчете на свинец)	—	0,0017	1
Сероводород	0,008	—	2
Сероуглерод	0,03	0,005	2
Толуол	0,6	0,6	3
Углерода оксид	5	3	4
Фенол	0,01	0,003	2
Формальдегид	0,035	0,003	2
Фтористые соединения (в пересчете на фтор):			
Газообразные соединения (фтористый водород, четырехфтористый кремний)	0,02	0,005	2
Хорошо растворимые неорганические фториды (фторид натрия, гексафторосиликат натрия)	0,03	0,01	2
Этилен	3	3	3

Таблица 26.3.3

Значения максимально разовых ПДК

Вещество	ПДК мг/м³	Страна
Азота диоксид	0,085	Болгария, Югославия
	0,30	ФРГ, Румыния, Чехословакия, Финляндия
	0,41	Канада
Азота оксиды	0,10	ФРГ
	0,45	Испания
	0,60	Италия
	2,0	ФРГ
Азота оксид	0,8	ФРГ
Акролеин	0,02	ФРГ
	0,025	ФРГ
	0,3	Болгария, Венгрия, Чехословакия, Югославия
Аммиак	0,2	Болгария, Венгрия, Чехословакия
	0,3	ФРГ, Румыния
	1,5	Венгрия
Анилин	0,05	Болгария, ФРГ, Румыния, Чехословакия
	2,4	ФРГ
Ацетон	0,35	Болгария, Венгрия, Югославия
	1,0	ФРГ
	5,0	Румыния
	24,0	Израиль
	180	Венгрия
	360	ФРГ
Взвешенные вещества (пыль нетоксичная)	0,1 (1 ч)	Швеция
	0,2 (1 ч)	Япония
	0,5	Болгария, ФРГ, Румыния, Финляндия, ФРГ, Чехословакия
	0,6	Испания
	0,75 (1 ч)	Италия
Диметиламин	0,015	ФРГ
	0,06	ФРГ
Диметилсульфид	0,08	Болгария, ФРГ, Югославия
Капролактан	0,06	Болгария, Югославия
	0,1	ФРГ
Метилмеркаптан	$9 \cdot 10^{-6}$	Болгария, Югославия
	$1 \cdot 10^{-5}$	ФРГ
Окислители	0,1	Румыния
	0,12 (1 ч)	Япония
	0,24 (1 ч)	США
	0,2 (1 ч)	Аргентина
Свинец	0,002	Венгрия
	0,05	Италия
Сажа (копоть)	0,15	Болгария, ФРГ, Румыния, Чехословакия
Серная кислота (по молекуле H_2SO_4)	0,05	ФРГ
	0,3	Болгария, Венгрия, Румыния, Югославия
Сероводород	0,008	Болгария, Венгрия, Чехословакия, Югославия
	0,01	Испания
	0,015	ФРГ
	0,03	Румыния
	0,05	ФРГ
	0,1	Италия
	0,15	Финляндия
	0,3	Венгрия
Серы диоксид	0,26 (1 ч)	Япония
	0,5	Болгария, ФРГ, Чехословакия, Югославия
	0,6 (1 ч)	Швеция
	0,625	Финляндия
	0,75	Израиль, Италия, Румыния, ФРГ
	0,8	Испания
Сероуглерод	0,03	Болгария, ФРГ, Румыния, Чехословакия, Югославия
	0,045	Польша
	0,45	Израиль
Толуол	0,6	Болгария, ФРГ, Югославия
	60	ФРГ
Углеводороды (суммарные)	5,0	Израиль
Углерода оксид	53,3	Италия
	2,5 (1 ч)	Япония
	3,0	Болгария, ФРГ, Польша, Югославия
	6,0	Румыния, Чехословакия
	30	Финляндия
	40 (1 ч)	США, ФРГ
	45	Испания
	57,7	Италия
	57,7 (1 ч)	Аргентина
Фенол	0,01	Болгария, Югославия
	0,03	ФРГ
	0,1	Румыния
	0,3	Чехословакия
	0,6	ФРГ
Формальдегид	0,03	Румыния
	0,035	Болгария, ФРГ, Югославия
	0,05	Чехословакия
Фосфорный ангидрид	0,15	ФРГ
Фториды газообразные и хорошо растворимые	0,005	ФРГ
	0,02—0,03	Болгария, ФРГ, Испания, Польша, Югославия
Фториды неорганические, плохо растворимые	0,2	ФРГ
Хлор	0,1	Болгария, ФРГ, Чехословакия, Югославия
	0,3	Испания, Румыния
	0,6	Италия, ФРГ
Этилен	3,0	Болгария, ФРГ, Югославия ФРГ

Примечание. В скобках указано время, к которому относится ПДК, если это время отлично от 20—30 мин.

При наличии в атмосферном воздухе нескольких ингредиентов с концентрациями $c_1, c_2, \ldots, c_n$ учитывается суммация их вредного воздействия

$$\frac{c_1}{\text{ПДК}_1} + \frac{c_2}{\text{ПДК}_2} + \ldots + \frac{c_n}{\text{ПДК}_n} < 1.$$

Так, в частности, должно суммироваться действие диоксида серы с диоксидом азота, фенолом, фтористым водородом и рядом других примесей.

Список почти 300 веществ, чьи предельно допустимые концентрации в воздухе населенных мест и класс опасности утвержден Минздравом СССР в 1984 г.; ПДК наиболее распространенных веществ представлен в табл. 26.3.2 [42].

Значения ПДК, принятые за рубежом, также относятся к 20—30-минутному или одночасовому периоду осреднения (табл. 26.3.3) [11, 67].

В 1972 г. Конгресс США принял два типа стандартов качества воздуха. Первичный стандарт используется для оценки загрязнения воздуха, угрожающего здоровью людей, а вторичный — определяет нормы загрязнений с учетом условий безопасности обитания людей при отсутствии вредного влияния примесей на растения, животных, строительные материалы (табл. 26.3.4).

Иногда особо устанавливаются критерии интенсивного загрязнения воздуха в городах и промышленных районах, которые могут сопровождаться тяжелыми заболеваниями или даже смертельными случаями. При этом выделяется несколько групп или степеней загрязнения воздуха, в том числе значительное, умеренное и слабое, в зависимости от средней концентрации или некоторых интегральных показателей по всему городу или району в целом. С 1955 г. в США в штате Кали-

Таблица 26.3.4

Стандарты качества воздуха в США [67]

Вещество	Время осреднения	Стандарт, мкг/м³	
		первичный	вторичный
Диоксид серы	1 год	80	60
	24 ч	365 *	260 *
	3 ч	—	2 300 *
Оксид углерода	8 ч	10 000 *	10 000 *
	1 ч	40 000 *	40 000 *
Диоксид азота	1 год	100	100
Углеводороды	3 ч	160 *	160 *
Твердые вещества	1 год	75	60
	24 ч	260 *	150 *
Озон и фотохимические окислители	1 ч	160 *	160 *
Свинец	3 мес	1,5	

* Допускается не более одного раза в год.

форния при возникновении фотохимических смогов вводится серия «дымовых тревог», или начальных уровней опасных «эпизодов» загрязнения воздуха. В 1974 г. Агентство по охране окружающей среды США [54] ввело новые уровни таких тревог:

1-й — настораживающий,
2-й — предостерегающий,
3-й — критический,
4-й — очень опасный.

Для каждого уровня установлены характерные значения концентрации фотоокислителей, в том числе озона и четырех наиболее распространенных примесей: SO_2, пыли (твердые частицы), CO, NO_2 (табл. 26.3.5).

В случае если концентрация хотя бы одной из упомянутых выше примесей достигнет значений, указанных в табл. 26.3.5, объявляется соответствующая тревога. Чем выше уровень тревоги, тем, естественно, он встречается реже. По данным [62], в районе Лос-Анджелеса в 1955—1971 гг. за четыре месяца летне-осеннего периода в среднем было объявлено 15 настораживающих тревог по концентрации озона, т. е. о наступлении фотохимического смога. Установлено, что при наступлении очень опасного уровня затрудненное дыхание и боли в груди отмечаются даже у здоровых людей, а у лиц со слабым здоровьем и более серьезные последствия.

Таблица 26.3.5

Значения концентраций некоторых веществ при различных уровнях тревоги в США

Примесь	Уровень тревоги	Концентрация		Период осреднения, ч
		млн⁻¹	мг/м³	
Окислители (озон)	1	0,1	0,2	1
	2	0,4	0,8	1
	3	0,5	1,0	1
	4	0,6	1,2	1
Диоксид серы	1	0,3	0,8	24
	2	0,6	1,6	24
	3	0,8	2,1	24
	4	1,0	2,6	24
Пыль (твердые вещества)	1		0,3	24
	2		0,6	24
	3		0,8	24
	4		1,0	24
Оксид углерода	1	15	17	8
	2	30	34	8
	3	40	46	8
	4	50	58	8
		75	86	4
		125	144	1
Диоксид азота	1	0,2	0,28	24
		0,6	1,13	1
	2	0,3	0,56	24
		1,2	2,26	1
	3	0,4	0,75	24
		1,6	3,0	1
	4	0,5	0,94	24
		2,0	3,0	1

Аналогичные тревоги объявляются в Японии и некоторых других странах. Однако зависимости эти еще недостаточно исследованы. Нередко отмечаются случаи повреждения деревьев, особенно хвойных, при весьма малых концентрациях SO_2. Обнаружены существенные повреждения сосновых насаждений даже на сравнительно большом удалении от ряда крупных ТЭС и накопление фтористых соединений в растительности на значительном удалении от заводов по производству алюминия.

Мало изучено и явление синергизма — совместного влияния на растения некоторых ингредиентов, хотя имеются и определенные указания на совместное воздействие SO_2 и HCl, SO_2 и O_3, SO_2 и NO_2. Критерии, аналогичные ПДК, предлагаются и в отношении воздействия на растительность. Для разных видов растений, как культурных, так и дикорастущих, рассматриваются некоторые пороговые концентрации вредных примесей в воздухе, а также чувствительность растений к примесям в различных концентрациях и в зависимости от продолжительности их воздействия. Однако полученные результаты большей частью не утверждались законодательными органами в качестве ПДК или соответствующих стандартов, как это сделано в отношении веществ, приведенных в табл. 26.3.3. В основном они являются результатами научно-исследовательских разработок, не получивших должного внедрения в практику.

Наиболее подробно изучено влияние диоксида серы. В обзоре, составленном по материалам исследований 1920—1930 гг. [22], приводятся лабораторно-экспериментальные данные О'Хара о сравнительной чувствительности примерно 100 видов растений к воздействию SO_2 в условных единицах, причем за единицу принята чувствительность люцерны. В табл. 26.3.6 даны некоторые из этих показателей.

Таблица 26.3.6

Сравнительная чувствительность растений к SO_2

Растение	Чувствительность	
	усл. ед.	степень
Ячмень	1,0	Слабая
Овес	1,3	„
Клевер	1,4	„
Пшеница	1,5	„
Горох	2,1	Средняя
Виноград	2,2—3,0	„
Абрикос	2,3	„
Картофель	3,0	Значительная
Кукуруза	4,0	„
Огурцы	4,2	„
Сосна	7—15	„

Для самой люцерны установлено, что начальные признаки ее повреждения появляются при концентрации SO_2 (условно ее обозначим ПДК′), равной 3,3 мг/м³, или 1,2 млн.⁻¹, при длительности воздействия 1 ч.

В более поздних работах требования к чистоте воздуха по отношению к растительности повысились. В табл. 26.3.7 даны принятые в ФРГ значения стандартов качества воздуха (максимальные разовые ПДК) для растительности.

Таблица 26.3.7

Максимальные разовые ПДК для растительности в ФРГ [22]

Вещество	ПДК, мг/м³
Фтористый водород	0,004
Соляная кислота	0,2
Диоксид серы	0,4

В работах, выполненных в СССР [36], получены максимальные разовые ПДК для растительности (табл. 26.3.8). Отмечается, что при концентрации SO_2, равной 0,02 мг/м³, нарушается лесной фитоценоз.

Таблица 26.3.8

Максимальные разовые ПДК для растительности в СССР

Вещество	ПДК мг/м³	Вещество	ПДК мг/м³
Диоксид серы	0,02	Формальдегид	0,2
Оксид азота	0,05	Сероводород	0,02
Хлор	0,025	Метанол	0,2
Пары серной кислоты	0,1	Бензол	0,1
		Циклогексан	0,2
Аммиак	0,05		

Группа экспертов ВОЗ для оценки воздействия SO_2 на окружающую среду, человека и растительность рекомендовала пользоваться графиком, приведенным на рис. 26.3.1 [60]. Из рисунка следует, что максимальные разовые ПДК для растительности больше принятых в табл. 26.3.3. Таким образом, можно заключить, что использование значений ПДК из табл. 26.3.3 позволяет во многих случаях обеспечить и необходимые условия для защиты растений от повреждения вследствие загрязнения воздуха.

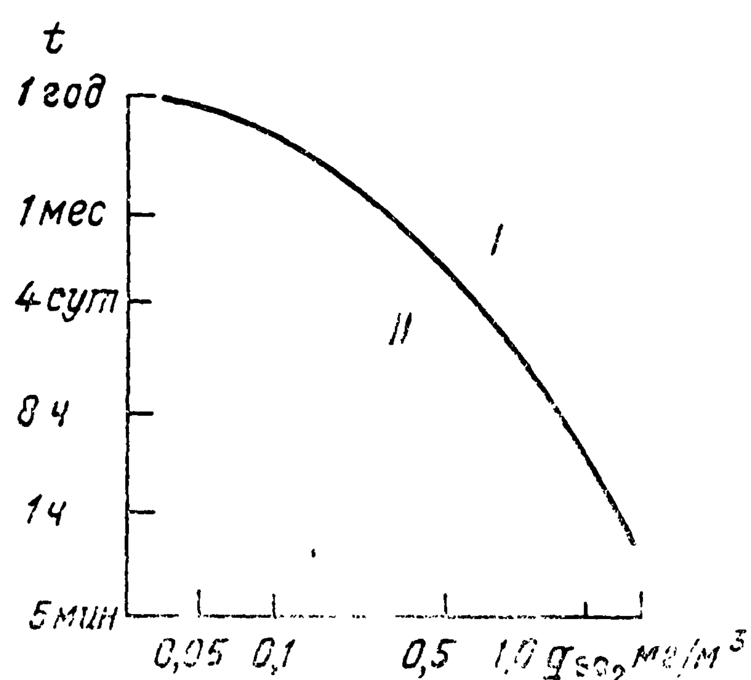


Рис. 26.3.1. Зависимость между концентрацией SO_2, при которой повреждаются растения, и временем воздействия t.

I — область значений концентраций SO_2 и продолжительности воздействия, при которых установлено повреждение растительности; *II* — не установлено повреждение.

Загрязнение атмосферы причиняет значительный ущерб здоровью населения и окружающей среде. Установлена зависимость числа заболеваний хроническим бронхитом, эмфиземой легких, астмой от степени загрязнения воздуха.

Повышение в атмосфере концентрации канцерогенных веществ, содержащихся в продуктах сгорания топлива и отходах различных производств, привело к тому, что за последние 50 лет число заболеваний раком легких во многих странах возросло в 10 раз. В городах число случаев этого заболевания среди некурящих в два раза больше, чем в сельской местности, а среди курящих в 10 раз больше.

В результате постоянного увеличения выбросов автотранспортом содержание свинца в крови жителей ряда городов значительно превышает таковое у сельского населения. Так, в отдельных районах США эта разность составила 30—40 %, а у лиц, обслуживающих автомашины, она еще на 50 % больше [6]. На рис. 26.3.2 показано изменение среднего содержания свинца в крови и содержание свинца в использованном бензине в США за период с февраля 1976 г. по февраль 1980 г. [50].

При сравнительном изучении заболеваемости бронхиальной астмой у детей вследствие загрязнения воздуха наиболее высокая заболеваемость отмечалась у детей, проживающих в городских районах с интенсивным движением автомашин [23].

В результате исследований, проведенных Брукхейвенской национальной лабораторией, установлено, что на счет выбросов, образующихся при сжигании угля можно отнести примерно 48 тысяч случаев со смертельным исходом, т. е. 25 % от ежегодного числа смертей в США. В докладе сенату США

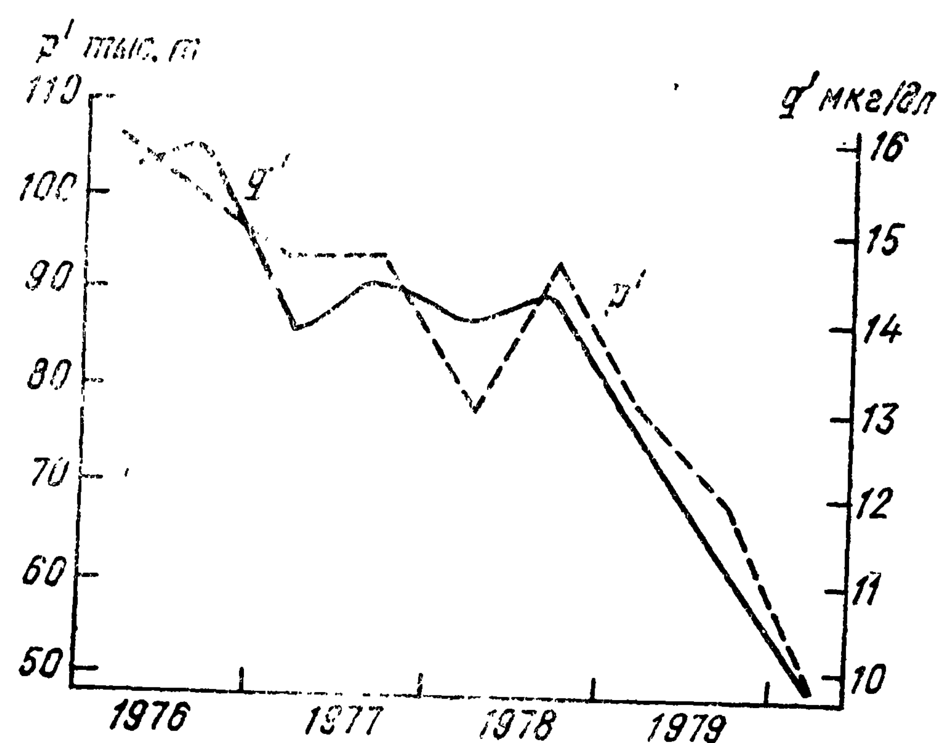


Рис. 26.3.2. Изменение содержания свинца в крови (q') и использованном бензине (p').

в 1975 г. указывалось, что ежегодно выбросы диоксида серы от тепловой электростанции мощностью 1000 МВт, работающей на угле, вызывают 40 тысяч случаев хронических заболеваний легких, 400 тысяч человеко-дней с выраженными симптомами сердечных болезней, 80 тысяч приступов астмы и смерть 20 человек [64, 68].

Загрязнение атмосферы приводит к значительному повреждению растительности. Во многих городах и вблизи них исчезают сосна и другие породы деревьев. За последнее время в Центральной Европе повреждено почти 1 млн. га хвойных лесов, или 10 % от общей площади леса. Общая площадь пораженных лесов, значительная часть которой связана с воздействием загрязнения атмосферы, в Европе (без СССР) и Северной Америке составляет более 6 млн. га, в том числе в ФРГ — 3,7 млн. га, ГДР — 0,22 млн. га, Польше — 0,38 млн. га, ЧССР — 0,3 млн. га, в Канаде — 1—1,5 млн. га, США — 0,5 млн. га.

Загрязнение воздуха значительно усиливает коррозию металлов. В районах размещения химических комбинатов скорость коррозии железа и алюминиевых сплавов во много раз больше, чем в сельской местности. Так, в Бомбее коррозия металлов происходит в 3—6 раз быстрее, чем в других прибрежных районах Индии [4]. Загрязнение воздуха причиняет огромный ущерб памятникам культуры.

В области с большой запыленностью воздуха важно учитывать характеристики аэрозолей на открытом воздухе, а также агрессивные свойства ряда аэрозолей. Известно, что вынос морских солей усиливает коррозию металлов на побережье. Данные об уменьшении концентрации морских аэрозолей с удалением от побережья используют, в частности, для определения расстояния, на котором следует размещать линии электропередачи. Агрессивными свойствами обладают некоторые почвенные аэрозоли. В пыли солончаковых почв Средней Азии содержится значительное количество сульфатов, способствующих ускорению коррозии металлов. Определение радиуса влияния таких почв, а также оценка вертикального и горизонтального распределения пыли в приземном слое над ними должны приниматься во внимание при проектировании линий связи и различных сооружений.

Согласно выполненным оценкам, в среднем годовой ущерб от загрязнения атмосферы в развитых странах составляет 10—100 рублей на одного человека [4]. В США ежегодный ущерб определяется в 20—25 млрд. долларов, в СССР — 10—15 млрд. руб.

Значительную угрозу представляют аварийные ситуации. В работе [33] приводится сводка наиболее крупных в мире аварий, связанных с особо опасным загрязнением воздуха. Отмечается, что в США с 1950 по 1980 г. число аварийных ситуаций при нефтепереработке возросло в 2,6 раза, почти в 6 раз увеличилось число жертв и в 11 раз — экономический ущерб. В нефтепереработке ежегодно случается 1500 аварий, 4 % которых сопровождается гибелью людей (100—150 человек), с материальным ущербом до 100 млн. долларов. В июле 1976 г. произошла крупная авария на химическом заводе в г. Совезо (Италия). В результате взрыва в атмосферу было выброшено 2—2,5 кг диоксина, что привело к заражению территории площадью 18 км² и эвакуации из нее около 1000 человек. Летом 1981 г. в Мексике произошла авария трейлера с хлором. Серьезно пострадали 1000 человек и 29 погибли. В 1984 г. в результате аварии на химическом заводе в Бхопале (Индия) погибли тысячи человек, десятки тысяч были поражены тяжелыми легочными заболеваниями. Ряд крупных аварий отмечены в СССР. Одной из самых значительных, по-

влекших за собой большие человеческие жертвы, является взрыв на продуктопроводе Западная Сибирь—Урало-Поволжье вблизи Перми в 1989 г.

Загрязнение атмосферы может вызывать существенное изменение метеорологических процессов и климата на достаточно больших площадях. Наиболее четко это проявляется в образовании микроклимата города, возникновении так называемого острова тепла и др.

Одним из важных факторов воздействия на климат является увеличение выбросов CO_2, образующегося в результате сжигания топлива, фреонов и других сравнительно малых газовых примесей (см. табл. 26.2.22 и 26.2.23). К ним относится и увеличение количества аэрозоля, которое вызывает снижение солнечной радиации. Как было отмечено выше (см. табл. 26.2.1), запыленность воздуха увеличивается в результате поступления в атмосферу промышленной пыли, образования вторичных аэрозолей, а также вследствие значительного поступления пыли при распашке почв и опустынивании земель под влиянием деятельности человека. С развитием промышленности быстро возрастает выделение в атмосферу тепловой энергии. К наиболее крупным источникам теплового загрязнения относятся электростанции: при конденсации выбрасываемой ими влаги образуются искусственные облака и туманы, которые могут вызывать нежелательные последствия — нарушение метеорологического режима. Так, на Аляске и в других полярных областях выделение водяного пара при сжигании топлива на электростанциях часто приводит к появлению в холодное время года ледяных туманов, затрудняющих работу близлежащих аэропортов. Конденсация большого количества влаги приводит к гололеду и обледенению проводов, снижению видимости и уменьшению продолжительности солнечного сияния.

26.4. ОРГАНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОЗДУХА

В настоящее время во многих городах промышленно развитых стран создается сеть пунктов наблюдения (мониторинга) за загрязнением воздуха [28, 29, 40] За последнее десятилетие данная система получила значительное расширение и развитие. Увеличилось число городов, в которых ведется контроль за загрязнением воздуха, число пунктов наблюдений в них и наблюдаемых ингредиентов. Разработаны новые методы и технические средства измерений, в том числе автоматические приборы и системы контроля.

Характерной особенностью развития мониторинга является и то, что организацией и совершенствованием его в ряде стран активно занялись метеорологические ведомства. Это позволило повысить научно-технический уровень проводимых наблюдений и одновременно с измерением концентраций вредных веществ изучить метеорологические, топографические и другие факторы, определяющие их распределение в атмосфере.

За последние 20 лет органами Государственного комитета СССР по гидрометеорологии почти в 360 городах создана разветвленная сеть пунктов, в которых ведутся регулярные наблюдения за концентрациями атмосферных примесей и метеорологическими элементами. На базе этой сети с привлечением пунктов наблюдений в системе здравоохранения и других ведомств образована Общегосударственная служба наблюдений и контроля загрязнения природной среды и, в частности, атмосферы. Эта служба охватывает в общей сложности более 450 городов.

В целях обеспечения успешной деятельности данной службы были проведены обширные исследования и организационные мероприятия. Сочетание теоретических и экспериментальных исследований позволило в работе службы избежать эмпиризма, свойственного работам более раннего периода за рубежом. Построение теории распространения примесей от источников дало возможность установить принципы организации службы и оптимизации системы наблюдений, включая выбор репрезентативных мест и частоты наблюдений, а также выбор метода анализа и интерпретации опытных данных. Были разработаны необходимые методы анализа, оборудование и инструкции по их применению. Госкомгидрометом и Министерством здравоохранения СССР издано «Руководство по контролю за загрязнением атмосферы» [39], обеспечивающее единство применяемых в стране для этой цели методов, улучшение лабораторных способов анализа, расширение числа определяемых веществ, использование более точных и удобных приемов отбора проб, а также способов обработки и обобщения данных наблюдений. В Руководстве отражены первые работы по метрологическому обеспечению технических средств и методов контроля загрязнения воздуха. Дальнейшее развитие они получат при подготовке следующего издания этого Руководства. Введен ГОСТ на правила контроля качества воздуха населенных пунктов [21].

Система мониторинга в городах включает три типа наблюдений — стационарные, маршрутные и передвижные (подфакельные). На стационарных постах наблюдений устанавливаются специальные павильоны, оснащенные аппаратурой для отбора проб воздуха и непрерывной регистрации содержания вредных примесей в атмосфере, а также приборами для определения метеорологических параметров. На маршрутных постах проводится систематический отбор проб воздуха и метеорологические наблюдения с помощью передвижных автолабораторий. Передвижные наблюдения с автомашин эпизодически проводятся для определения концентрации под дымовыми или газовыми факелами крупных предприятий. Пункты наблюдения размещаются обычно в репрезентативных местах, в которых согласно теоретическим исследованиям, можно ожидать максимум определяемой концентрации примеси, на сравнительно открытых и продуваемых местах, а также вблизи автомагистралей. Проведенные исследования показали, что можно ограничиться одним стационарным пунктом на площади 10—15 км^2; в пересеченной местности и при неравномерном расположении производственных объектов плотность размещения пунктов увеличивается. Один-два пункта иногда располагают за городом, в районах перспективного жилищного строительства, в зонах отдыха и т. д.

Пробы отбираются регулярно несколько раз в день, автоматические газоанализаторы действуют круглосуточно. В большинстве городов организованы систематические наблюдения за наиболее распространенными примесями — диоксидом серы (SO_2), оксидом углерода (CO), пылью, диоксидом азота (NO_2) и за специфическими ингредиентами, характерными для промышленных объектов данного города. В СССР ведутся измерения концентрации в воздухе более 100 вредных веществ.

Установленные на постах павильоны и автолаборатории являются типовыми. Для учета влияния микроклимата города на стационарных пунктах проводятся наблюдения за скоростью и направлением ветра и градиентом температуры в приземном слое воздуха. По специальной программе разрабатываются автоматические газоанализаторы. На сети наблюдений начинают использоваться автоматические газоанализаторы, предназначенные для регистрации концентрации наиболее распространенных примесей: ГКП-1 для диоксида серы, ГМК-3 для оксида углерода, автоматические газоанализаторы переносного типа на диоксид серы и сероводород — «Атмосфера-1», на хлор и озон — «Атмосфера-2» и оксид углерода — «Палладий». Создан ряд электроаспираторов на сетевом и батарейном питании, позволяющих отбирать как разовые 20-минутные, так и среднесуточные пробы воздуха. Часть из них выпускается серийно, другая рекомендована к серийному производству.

Для ряда городов СССР создается автоматическая система контроля качества воздуха в различных пунктах с передачей информации по каналам телефонной связи на центральный пункт.

Разрабатывается централизованная система анализа проб воздуха [12]. В настоящее время пробы воздуха в основном отбираются в жидкие поглотители, не предназначенные для длительного хранения и пересылки, поэтому почти во всех городах, в которых ведутся наблюдения, имеются химические лаборатории. Однако наличие значительного числа небольших лабораторий позволяет контролировать содержание только части ингредиентов. Для определения множества других примесей в атмосфере требуется специальная аппаратура, не всегда доступная для применения в сетевых условиях. В связи с этим созданы новые методы отбора проб с использованием твердых сорбентов.

Использование новых типов углеродных сорбентов для отбора проб органических веществ на газохроматографический анализ в экспериментальных исследованиях загрязнения воздуха ряда городов позволило обнаружить более 150 видов токсичных веществ. Разработаны методы спектроскопического и атомно-абсорбционного анализов состава атмосферных осадков и аэрозолей, предназначенные для определения десятков различных металлов и других примесей.

Проведенная работа дает возможность создать в стране несколько центральных лабораторий, оборудованных современной аппаратурой для точного определения концентрации разнообразных ингредиентов. Такая организация анализа проб воздуха экономит значительные средства, позволяет проводить измерения с помощью высокоточных сложных приборов, кото-

рые нельзя широко использовать в лабораториях существующего типа.

При организации контроля за чистотой атмосферы длительное время упускался один из важнейших ее видов — непосредственный контроль за источниками и инвентаризация их выбросов. Введенная с 1975 г. ежегодная статистическая отчетность предприятий, включает сбор сведений о количестве и объеме выбрасываемых веществ, очистной аппаратуре, выполнении плановых мероприятий по оздоровлению воздушного бассейна. К настоящему времени такие сведения получены более чем по 500 городам с учетом вклада в суммарные выбросы отдельных отраслей народного хозяйства.

Система мониторинга включает передачу полученной информации заинтересованным организациям в виде экстренных предупреждений о высоких уровнях загрязнения, а также периодических сводок о состоянии воздушного бассейна.

Для обработки и совершенствования методов анализа материалов наблюдений внедряется современная вычислительная техника. Наряду с обработкой данных измерений на местах ведется централизованная обработка материалов с помощью ЭВМ.

Большая работа по развитию мониторинга качества воздуха с широким участием метеорологов выполнена в Болгарии, Монголии и других странах [7].

Система мониторинга значительно расширилась и усовершенствовалась в Японии, ФРГ, Великобритании, Франции и США, где с этой целью был осуществлен ряд специальных программ. Например, в США одна из них (региональные исследования загрязнения воздуха) осуществлялась в 1974—1976 гг. Проведенные наблюдения должны были способствовать моделированию загрязнения воздуха в городе с учетом фотохимических превращений примесей и выработке мероприятий по оздоровлению воздушного бассейна. Ставилась также задача на примере одного из городов разработать методические рекомендации по мониторингу в других городах. В качестве базового города был избран Сент-Луис, в котором была создана разветвленная сеть пунктов наблюдения, обеспечены условия для определения большого числа необходимых параметров, автоматизации сбора и анализа полученной информации. Значительное внимание уделялось определению концентрации окислителей, за которыми наблюдения велись на 25 пунктах, диоксида серы и др.

На территории Сент-Луиса и прилегающей к нему области общей площадью 4000 м^2 в 1971—1977 гг. осуществлялась также крупная программа МЕТРОМЭКС по изучению зависимости между загрязнением воздуха и метеорологическими параметрами.

По программе «Региональный сульфатный эксперимент» осуществлялись создание сети пунктов для определения концентраций сульфатов, образующихся в результате превращения диоксида серы в атмосфере на северо-востоке США [46], и установление оптимальной плотности размещения пунктов наблюдений за загрязнением воздуха в городах. Эти работы были основаны на эмпирическом материале и данных проведенных измерений концентрации диоксида серы в 119 пунктах г. Нашвилла (США). В результате было определено необходимое для города число пунктов, в зависимости от его площади, числа жителей, наблюдаемых ингредиентов, соотношения площадей, на которых концентрация превышает допустимые стандарты фонового содержания примесей для данной местности.

В 1973 г. в 15 городах Японии созданы опорные станции для автоматизированных измерений концентрации диоксида серы, оксида углерода, оксидов азота, пыли, углеводородов и метеорологических параметров, предназначенных для оценки состояния загрязнения воздуха и установления соответствующих стандартов. Кроме того, в ряде городов были созданы местные автоматизированные системы наблюдений за загрязнением воздуха с телеметрической передачей ежечасной информации на центральный пульт. Предусмотрена передача на предприятия данных о высокой концентрации выбросов для принятия мер по их снижению и оздоровлению воздушного бассейна.

Реализуется большая программа Панамериканской организации здравоохранения по развитию мониторинга в 25 странах региона Латинской Америки и Карибского бассейна. В 1975 г. была создана сеть из 93 пунктов наблюдений в 29 городах 14 стран, в 1977 г. число пунктов было доведено до 120, в 1980 г.— до 250—300. На пунктах установлено автоматическое оборудование для определения концентрации наиболее распространенных ингредиентов. Работа сети пунктов обеспечивалась в основном органами здравоохранения. Связь с метеорологической службой здесь только началась.

В США в ходе совершенствования аппаратуры для определения концентраций примесей наметилась тенденция к более широкому внедрению приборов на физических принципах действия, хотя широко используются и газоанализаторы, работающие на химическом принципе. Улучшение качества техники измерения идет также в направлении использования дистанционных средств наблюдения, с применением лазеров [32], кросс-корреляционных спектрометров и т. п.

В настоящее время большая работа по сбору и обобщению данных о выбросах в атмосферу в различных странах проводится в основном по линии Европейской экономической комиссии при ООН [44].

26.5. СОСТОЯНИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОЗДУХА В ГОРОДАХ И ПРОМЫШЛЕННЫХ РАЙОНАХ

Рост выбросов в атмосферу и локализация их источников привели к значительному увеличению концентрации вредных примесей в воздухе городов и промышленных районов [3]. Согласно Постановлению Верховного Совета СССР от 27 ноября 1989 г. «О неотложных мерах экологического оздоровления страны» на основании данных Общегосударственной службы наблюдений и контроля за загрязнением атмосферы и обобщений в Ежегоднике состояния загрязнения воздуха [25], более чем в 100 городах СССР концентрация вредных веществ превышают ПДК. По данным ВОЗ, в мире проживает 1 млн. человек на территории, где концентрация вредных веществ превышает ПДК. Максимум приходится на концентрации доксида азота и пыли, а также специфических примесей — сероводорода, аммиака, фенола, фтористого водорода, формальдегида, хлора, бенз(а)пирена и др. На основании анализа и обобщения данных наблюдений на территории СССР в указанном Ежегоднике выделяется приоритетный список городов, нуждающихся в первоочередных мероприятиях по охране атмосферы. По данным за 1988 г. [25] выделено 68 городов. В большинстве этих городов загрязнение воздуха обусловлено специфическими выбросами ряда производств, причем в основном это предприятия черной и цветной металлургии, химической и нефтехимической промышленности и производства удобрений. В качестве примера приведем некоторые города, включенные в приоритетный список за 1988 г. [25], и в скобках укажем вредные примеси, характерные для них. Это Ангарск (БП, фтористый водород), Барнаул (БП, формальдегид, пыль), Братск (БП, метилмеркаптан, сероуглерод), Днепродзержинск (БП, формальдегид), Днепропетровск (формальдегид, БП), Ереван (пыль, свинец), Запорожье (БП, диоксид азота, фенол), Кемерово (БП, свинец), Красноярск (пыль, оксид азота, БП, фтористый водород), Кривой Рог (формальдегид, пыль), Куйбышев (формальдегид, фтористый водород, пыль), Магнитогорск (БП, пыль, сероуглерод), Москва (пыль, диоксид азота), Нижний Тагил (БП, формальдегид), Новокузнецк (БП, формальдегид, пыль), Новосибирск (БП, формальдегид, диоксид азота), Омск (формальдегид, аммиак), Ростов-на-Дону (формальдегид, сажа), Свердловск (формальдегид, оксид азота), Усть-Каменогорск (формальдегид, свинец), Челябинск (БП, формальдегид, диоксид серы), Череповец (сероуглерод, формальдегид), Чимкент (БП, свинец, пыль).

Материалы наблюдений подтверждают, что с ростом городов большей частью усиливается и загрязнение воздуха в них. Так, в городах СССР с населением более 500 тысяч жителей, концентрация наиболее распространенных ингредиентов в среднем в 1,5—2 раза выше, чем в городах с населением 100 тысяч человек. В городах с металлургической промышленностью средняя концентрация SO_2 в 2—3 раза больше, чем в других городах. Концентрация CO возрастает в 2—4 раза при увеличении числа автомашин в городе с 10 до 50 тысяч.

В работе [2] приводятся графики зависимости среднесуточных концентраций диоксида серы $\bar{q}_{SO_2}$ от роста населения в городах СССР за 10 лет (численность населения N_1), а также зависимость средней концентрации оксида углерода $\bar{q}_{CO}$ в небольших городах от числа автомашин N_2 (5—50 тысяч). Так, в городе с числом жителей N_1 концентрация $\bar{q}_{SO_2}$ приближенно определяется величиной q^{100}, равной $\bar{q}_{SO_2}$, в городе с населением 100 тысяч жителей с помощью уравнения

$$\bar{q}_{SO_2} \approx q^{100}\sqrt{N_1/10^5}$$

при $10^5 \leqslant N_1 < 1{,}3 \cdot 10^6$.

В табл. 26.5.1 приведены данные о среднегодовых (в числителе) и максимальных разовых (в знаменателе) концентра-

Таблица 26.5.1

Среднегодовые и максимальные разовые концентрации примесей в городах с разной численностью населения в СССР

Вещество	Численность населения					
	>1 млн	500 тыс. — 1 млн	250 — 500 тыс.	100 — 250 тыс.	30 — 100 тыс.	<30 тыс.
Диоксид серы	0,03/0,56	0,04/0,56	0,04/0,67	0,05/0,56	0,04/0,59	0,04/0,49
Пыль	0,21/3,00	0,24/2,96	0,20/2,57	0,24/2,38	0,22/2,23	0,19/1,72
Оксид углерода	1,98/23,00	1,66/19,21	1,47/14,20	1,53/13,41	1,36/10,31	1,36/8,53
Диоксид азота	0,06/0,69	0,05/0,59	0,04/0,44	0,04/0,38	0,04/0,30	0,03/0,26
Оксид азота	0,04/0,52	0,04/0,38	0,03/0,29	0,03/0,52	0,04/0,31	0,03/0,29
Бенз(а)пирен	3,29/16,74	4,21/16,80	2,78/10,29	3,03/10,42	2,33/7,97	2,31/9,42

Таблица 26.5.2

Средняя концентрация диоксида серы в атмосфере некоторых городов мира

Страна	Город	Средняя концентрация, мг/м³	Страна	Город	Средняя концентрация, мг/м³
Австралия	Сидней	0,04	Перу	Лима	0,007
Бразилия	Сан-Паулу	0,12	США	Чикаго	0,04
Бельгия	Брюссель	0,07		Нью-Йорк	0,06
Великобритания	Глазго	0,06		Сент-Луис	0,05
	Лондон	0,09		Сан-Франциско	0,06
Дания	Копенгаген	0,02	Финляндия	Хельсинки	0,03
Индия	Дели	0,04		Турку	0,07
	Калькутта	0,04		Тампере	0,06
Ирландия	Дублин	0,04	Франция	Париж	0,09
Италия	Милан	0,21	ФРГ	Франкфурт-на-Майне	0,05
Испания	Мадрид	0,05	Филиппины	Манила	0,07
Канада	Монреаль	0,03	Чехословакия	Прага	0,15
	Торонто	0,02	Чили	Сантьяго	0,06
Нидерланды	Амстердам	0,03	Швеция	Стокгольм	0,04
Португалия	Лиссабон	0,05	Югославия	Загреб	0,06
Польша	Варшава	0,05	Япония	Токио	0,05
	Вроцлав	0,03		Осака	0,04

ций ряда наиболее распространенных примесей в городах с разной численностью населения [25].

Диапазон средних концентраций основных примесей в городах СССР и за рубежом примерно одинаков. Средние годовые концентрации SO_2 и NO_2 в атмосферном воздухе в ряде крупных городов мира по данным Глобальной системы мониторинга окружающей среды указана в табл. 26.5.2, 26.5.3 [53].

Подробные сведения о загрязнении воздуха в городах США приводятся в ежегодниках США. В табл. 26.5.4 представлены данные по некоторым городам США за 1987 г.

Согласно данным за 1975 г. [26], в 247 районах США отмечено превышение стандартов: в 101 районе по SO_2 в 190 — по пыли, в 50 — по CO. В Японии зафиксировано превышение стандартов по SO_2 в 32 из 177 обследованных городов и по

Таблица 26.5.3

Средняя годовая концентрация диоксида азота в атмосфере некоторых городов мира

Страна	Город	Средняя концентрация, мг/м³
Япония	Токио	0,09
	Кавасаки	0,09
	Осака	0,09
США	Филадельфия	0,07
	Вашингтон	0,07
	Сан-Франциско	0,03
	Нью-Йорк	0,08
	Чикаго	0,05
	Лос-Анджелес	0,13
Великобритания	Лондон	0,06
ФРГ	Мюнхен	0,04
	Нюрнберг	0,06
	Франкфурт-на-Майне	0,08

Таблица 26.5.4

Загрязнение воздуха в городах США с населением более 1 млн. человек за 1987 г. [61]

Город	Население, млн. чел.	Концентрация, мг/м³			
		SO_2 (среднегодовая)	CO (8-часовая)	NO_2 (среднегодовая)	O_3 (2-й дневной максимум)
Атланта	2,561	0,023	7,50	0,057	0,364
Балтимор	2,280	0,034	11,25	0,072	0,364
Бостон	2,824	0,048	8,75	0,078	0,299
Вашингтон	3,563	0,040	13,75	0,064	0,342
Даллас	2,401	0,011	6,25	0,047	0,321
Денвер	1,633	0,026	20,00	0,084	0,257
Детройт	4,335	0,043	11,25	0,047	0,278
Канзас-Сити	1,518	0,031	10,00	0,039	0,257
Кливленд	1,850	0,046	8,75	0,063	0,278
Лос-Анджелес	8,296	0,017	21,25	0,112	0,685
Миннеаполис	2,295	0,048	16,25	0,041	0,235
Нью-Йорк	8,473	0,057	25,00	0,088	0,385
Питтсбург	2,123	0,071	11,25	0,066	0,407
Сан-Диего	2,201	0,014	10,00	0,066	0,385
Сент-Луис	2,438	0,057	13,75	0,059	0,364
Филадельфия	4,826	0,043	11,25	0,088	0,385
Хьюстон	3,231	0,026	11,25	0,062	0,385
Чикаго	6,188	0,031	11,25	0,088	0,342
Цинциннати	1,419	0,051	7,50	0,068	0,321

пыли в 89 из 100. В северных областях Англии и Лондоне, где больше потребляется угля, концентрация пыли в 2—3 раза выше, чем в южных городах. В 19 городах Латинской Америки и Карибского бассейна концентрация пыли превышала допустимый уровень в 2—3 раза на 23 % пунктов, SO_2 — на 28 % пунктов. Среднемесячные концентрации пыли здесь достигали 0,2—0,3 мг/м³, SO_2 — 0,15—0,20 мг/м³. Рост концентрации пыли и SO_2 за последние годы особенно интенсивен

Таблица 26.5.5

Средние годовые концентрации (мкг/м³) SO_2 в атмосфере некоторых городов мира [53]

Страна	Город	Число пунктов	Число наблюдений	1973—1974	1975—1976	1977—1978	1979—1980	Средняя (диапазон изменения за 1973—1980 гг.)
				Европа				
Великобритания	Глазго	3	8			82	66	76 (44—94)
	Лондон	3	18	107	100	78	81	92 (56—149)
Бельгия	Брюссель	3	22	111	91	78	77	88 (6—121)
Греция	Афины	3	4			35	51	43 (30—57)
Дания	Копенгаген	3	10			35	23	27 (13—57)
Ирландия	Дублин	3	12			35	35	35 (21—56)
Испания	Мадрид	3	17	139	100	44	65	100 (30—193)
Италия	Милан	2	6			208	205	207 (167—242)
	Рим	3	2	86				86 (58—114)
Нидерланды	Амстердам	3	21	39	34	28	33	34 (21—55)
Польша	Варшава	3	7			28	40	39 (28—47)
	Вроцлав	3	9			33	39	37 (23—46)
Финляндия	Хельсинки	3	9			27	28	28 (24—33)
Франция	Париж	4	11			105	91	98 (77—131)
	Тулуза	3	7			12	7	11 (4—39)
ФРГ	Франкфурт	3	11	97	90	79	76	88 (74—109)
Чехословакия	Прага	3	15	106	106	113		107 (58—148)
Швеция	Стокгольм	5	12			35	38	36 (16—60)
Югославия	Загреб	3	24	104	87	73	55	79 (33—195)
				Азия				
Гонконг	Гонконг	3	18		33	28	45	35 (5—100)
Индия	Бомбей	3	7			51	37	43 (20—96)
	Дели	3	9			33	33	33 (8—58)
	Калькутта	3	21	41	35	40	40	38 (17—58)
Иран	Тегеран	3	11		84	50	91	75 (40—160)
Израиль	Тель-Авив	3	13	29	23		53	28 (16—54)
Малайзия	Куала-Лумпур	2	5			24	13	18 (3—43)
Филиппины	Манила	3	13		83	62	66	73 (46—130)
Япония	Осака	4	23		65	50	38	51 (29—74)
	Токио	3	24	65	64	59	54	61 (37—85)
				Африка				
Египет	Каир	3	2		65			65 (61—69)
				Северная Америка				
Канада	Ванкувер	4	22	19	25		17	20 (14—29)
	Гамильтон	2	10		53	43	35	42 (32—57)
	Монреаль	3	14		44	47	37	43 (14—71)
	Торонто	3	15		31	27	21	25 (18—35)
Куба	Гавана	3	9		46	38		41 (22—66)
США	Бирмингем	3	3		19	17		18 (6—32)
	Лос-Анджелес	2	3		33	40		35 (27—40)
	Нью-Йорк	3	6				59	59 (43—80)
	Сент-Луис	5	11		91	68	40	59 (25—149)
	Хьюстон	3	9		3	9	20	9 (3—20)
	Чикаго	2	2		20		48	34 (20—48)
				Южная Америка				
Бразилия	Рио-де-Жанейро	1	2		57	128		93 (57—128)
	Сан-Паулу	3	15		100	109	125	114 (72—153)
Венесуэла	Каракас	3	6	14	14		14	14 (7—24)
Колумбия	Богота	3	2		18	15		17 (15—18)
	Кали	2	3		14	10		12 (6—21)
	Медельин	2	3		25	16	34	25 (16—34)
Перу	Лима	3	2		11		3	7 (3—11)
Чили	Сантьяго	3	7		60	66	58	63 (48—93)
Австралия	Мельбурн	1	5		14	21	6	12 (4—21)
	Сидней	3	13		43	40	40	41 (19—70)

Таблица 26.5.6

Средняя годовая концентрация (мкг/м^3) пыли (твердых частиц) в некоторых городах мира [53]

Страна	Город	Число пунктов	Число лет наблюдений	1973—1974	1975—1976	1977—1978	1979—1980	Средняя (диапазон изменения за 1973—1980 гг.)
			Европа					
Дания	Копенгаген	3	10			32	37	35 (27—52)
Греция	Афины	3	3			225		225 (204—255)
Финляндия	Хельсинки	3	9			89	94	92 (52—163)
Чехословакия	Прага	3	10	137	172	146		157 (124—262)
Югославия	Загреб	3	23	160	250	151	146	152 (127—181)
			Азия					
Индия	Бомбей	3	7			279	193	229 (136—466)
	Дели	3	9			389	422	411 (305—535)
	Калькутта	3	24	389	422	364	427	396 (292—547)
Индонезия	Джакарта	2	4				209	209 (138—275)
Иран	Тегеран	3	11		330	393	336	356 (285—459)
Малайзия	Куала-Лумпур	2	6			122	129	126 (79—182)
Таиланд	Бангкок	3	5			162	171	169 (162—176)
Филиппины	Манила	3	15		79	91	88	85 (71—101)
Япония	Осака	4	23		78	60	59	65 (49—97)
	Токио	3	24	66	65	57	58	61 (48—77)
			Северная Америка					
Канада	Ванкувер	4	21	66	69	73	76	69 (52—97)
	Гамильтон	2	10		118	109	112	112 (99—124)
	Монреаль	3	14		84	71	72	73 (64—92)
	Торонто	3	15		74	71	84	77 (66—99)
США	Бирмингем	4	14		88	108	77	92 (63—150)
	Лос-Анджелес	4	7		89	103		97 (74—124)
	Нью-Йорк	3	9		69	72	61	65 (51—79)
	Сент-Луис	5	16	113	104	87		102 (64—144)
	Хьюстон	3	10		83	102	86	95 (70—115)
	Чикаго	3	10		107	110	134	114 (68—200)
Австралия	Мельбурн	1	6		27	42	73	42 (24—73)
	Сидней	3	15		97	92	94	93 (72—156)

Таблица 26.5.7

Тенденция загрязнения воздуха в городах СССР за 1984—1988 гг.

Вещество	Число городов	Характер тенденции, %		
		рост	без изменений	снижение
Пыль	331	9	65	26
Диоксид серы *	283	12	43	45
Оксид углерода	261	11	76	13
Диоксид азота	323	34	45	21
Фенол	101	16	40	44
Сероводород	94	12	45	43
Аммиак	67	26	34	40

* За период 1983—1987 гг.

Таблица 26.5.8

Изменение среднегодовой концентрации диоксида азота в зарубежных городах по данным ГСМОС

Местоположение пункта	Число пунктов	Тенденция, %		
		падение	без изменений	рост
Город	63	54	30	16
Пригороды	29	52	34	14
Промышленные районы	20	55	30	15
Жилые районы	20	45	45	10

Таблица 26.5.9

Средняя годовая концентрация примесей в США

Примесь	Единица измерения	Число пунктов	1975	1976	1977	1978	1979	1980	1981	1982	1983
Взвешенные частицы (среднегеометрические значения)	мкг/м^3	1510	60,8	61,7	61,2	60,4	61,1	62,6	58,4	49,5	48,7
SO_2 (среднеарифметические значения)	млн$^{-1}$	286	0,015	0,015	0,014	0,013	0,012	0,011	0,011	0,010	0,010
CO (2-й максимум за год из 8-часовых средних)	млн$^{-1}$	174	11,89	11,22	10,61	10,00	9,57	9,87	8,78	8,00	7,91
NO_2 (среднеарифметические значения)	млн$^{-1}$	177	0,027	0,027	0,028	0,030	0,030	0,029	0,027	0,026	0,026
O_3 (2-й максимум за год из 1-часовых средних)	млн$^{-1}$	176	0,154	0,154	0,153	0,153	0,139	0,142	0,128	0,126	0,141
Pb (годовой максимум из квартальных средних)	мкг/м^3	61	1,00	0,97	1,02	0,91	0,69	0,49	0,43	0,40	0,33

в Мехико и Каракасе, SO_2 — в Буэнос-Айресе. Среднегодовая концентрация пыли в Рио-де-Жанейро превышала 0,1 мг/м³ [69].

Особенно высокая концентрация NO_x обнаружена вблизи автомагистралей, например в Мюнхене среднегодовая концентрация NO_2 превышала 0,8 мг/м³. В результате фотохимических воздействий на ряд примесей, особенно на оксиды азота, образуется озон, обладающий сильным токсическим действием. По сводным данным, в штате Калифорния за 1979 г. максимальная концентрация озона составляла 0,45 млн⁻¹. По данным измерений за 1975—1976 гг., в Канаде среднесуточная концентрация озона достигала 0,3 мг/м³.

Средние годовые концентрации диоксида серы и пыли (твердых частиц) и диапазон их изменения за период 1973—1980 гг. в городах, расположенных на различных континентах, представлены в табл. 26.5.5, 26.5.6.

Проведение эффективных атмосфероохранных мер привело к заметному оздоровлению воздушного бассейна части городов, а в некоторых — даже к стабилизации положения, несмотря на рост объемов промышленности. В СССР этому в значительной степени способствовали централизация и газификация котельных, в результате чего снижены концентрации SO_2 и пыли в Москве, Ленинграде и других крупных городах. Данные о тенденции загрязнения атмосферы в городах СССР за период 1984—1988 гг. представлены в табл. 26.5.7.

В 78—93 % городов содержание в воздухе пыли, диоксида серы, оксида углерода и диоксида азота либо не изменилось, либо снизилось. Уменьшились концентрации диоксида серы в Барнауле, Горьком, Мариуполе, Казани, Куйбышеве, Оренбурге и других городах, диоксида азота — в Ворошиловграде, Мариуполе, Кривом Роге, Риге, Махачкале, Могилеве; оксида углерода — в Баку, Мариуполе, Невинномысске; пыли — в Кривом Роге, Тольятти, Чирчике и других; фенола — в Березниках, Горьком, Днепропетровске и других.

Опасные уровни загрязнения атмосферы, отмечаемые ранее в городах Великобритании, США, Франции, ФРГ, Японии и других стран, стимулировали принятие определенных законодательных актов, ограничивающих выбросы вредных веществ, особенно диоксида серы и пыли, в атмосферу. Вследствие указанных мер, по данным ВОЗ [55] и системы ГСМОС, в 63 городах 35 стран за период 1973—1980 гг. в 54 % городов отмечено снижение уровня загрязнения воздуха диоксидом азота, а в 16 % городов рост (табл. 26.5.8).

В городах Великобритании за 20 лет концентрация диоксида серы снизилась в среднем с 0,16 до 0,06 мг/м³, пыли — с 0,14 до 0,03 мг/м³. В городах ФРГ средняя концентрация диоксида серы уменьшилась на 40 %, а диоксида азота практически не изменилась. В Токио за 15 лет концентрация диоксида серы снизилась почти на 60 %, оксида углерода — на 80 %, диоксида азота — не изменилась.

В табл. 26.5.9 представлены изменения средних годовых концентраций шести примесей в США, осредненных по числу указанных в таблице пунктов наблюдений за период 1975—1983 гг. [50].

На рис. 26.5.1 показаны изменения за период 1977—1984 гг. числа дней в году, когда концентрация озона в Нью-Йорке и Лос-Анджелесе превышала 0,12 и 0,16 млн.⁻¹, а на рис. 26.5.2 — числа дней в году, когда концентрация оксида углерода в Лос-Анджелесе превышала 9 и 15 млн⁻¹ за период 1976—1984 гг. [50].

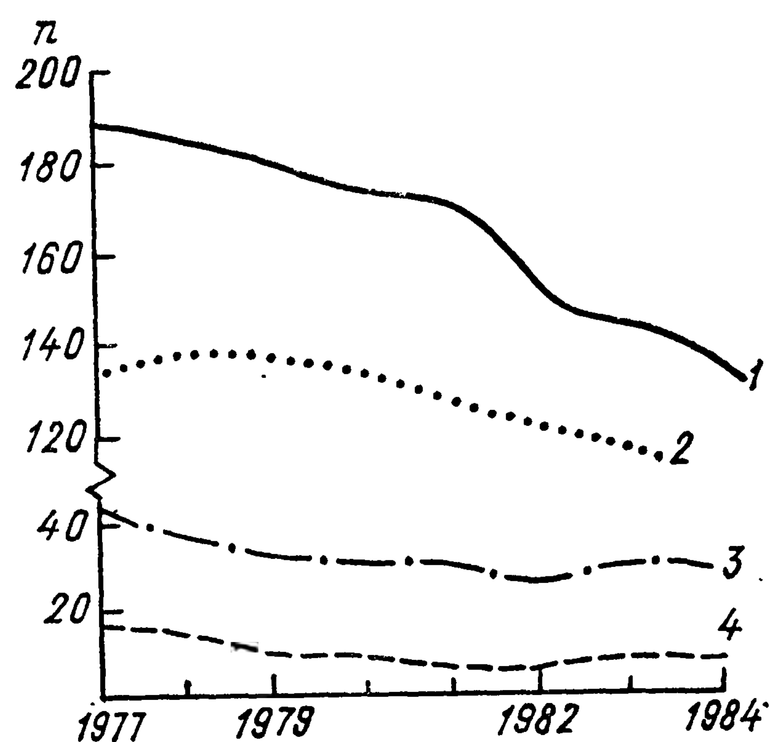


Рис. 26.5.1. Число дней в году n с концентрацией озона q_{O_3} больше 0,12 (*1, 3*) и 0,16 млн⁻¹ (*2, 4*) в Лос-Анджелесе (*1, 2*) и Нью-Йорке (*3, 4*).

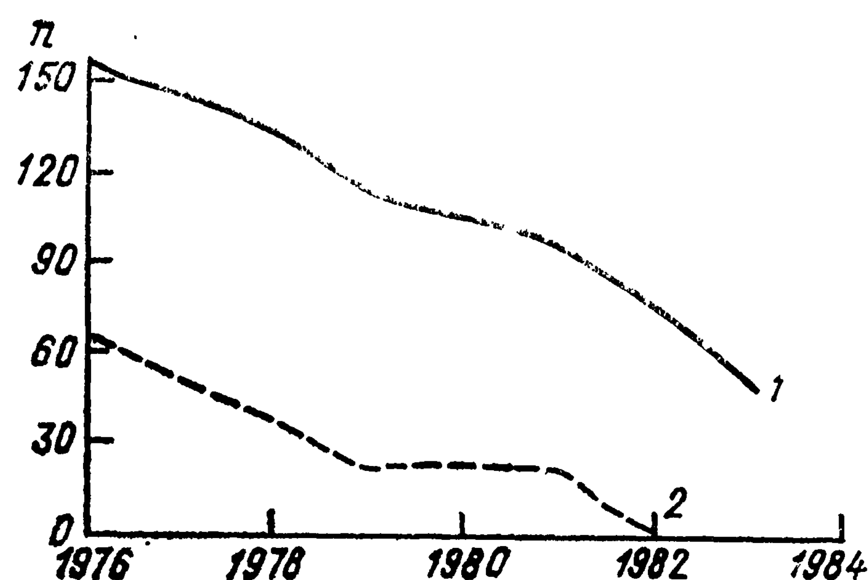


Рис. 26.5.2. Число дней в году n с концентрацией CO q_{CO} больше 9 (*1*) и 15 млн⁻¹ (*2*).

Анализ изменения концентрации диоксида серы и сульфатов за 1963—1978 гг. в восточных областях США показал их уменьшение в одних городах и нарастание в других [46].

Приведенные данные свидетельствуют о положительном эффекте широкого использования топлива высшего качества, совершенствования газоочистки, технологических процессов, введения стандартов. Однако энергетические трудности могут привести к частичному возврату использования многосернистого и многозольного топлива и росту загрязнения воздуха.

Характерной особенностью загрязнения атмосферы в городах является увеличение повторяемости смогов во взаимосвязи с такими метеорологическими факторами, как солнечная радиация, влажность воздуха и др.

Первоначально под смогом понималось сочетание запыленного воздуха и тумана. Исследования показали, что при туманах вредное воздействие ряда примесей, например SO_2, превращающегося в аэрозоль серной кислоты, проявляется более явно, чем при других погодных условиях. В этих случаях отмечается взаимоусиливающееся действие дымов и туманов, ухудшается видимость.

К смогам относятся и случаи значительного загрязнения воздуха не сопровождающиеся туманами. Это фотохимические смоги, которые нередко возникают, когда оксиды азота и углеводороды, содержащиеся в выхлопных газах автомобилей, под влиянием солнечной радиации вступают в фотохимические реакции и образуют токсичные окислители, наиболее распространенным из которых является озон. Определяемые значения концентраций озона часто используются как один из основных показателей наличия таких смогов.

Фотохимические смоги значительной интенсивности отмечены во многих городах мира, в частности в Нью-Йорке, Новом Орлеане (США), Токио, Иокогаме, Осаке (Япония), Карлсруэ (ФРГ), Загребе (Югославия).

В Японии с апреля по октябрь 1973 г. в 21 префектуре было сделано 328 предупреждений о возможности образования фотохимического смога с часовой концентрацией озона более 0,3 мг/м³ (при ПДК в 0,2 мг/м³). В этот период смоги наблюдались не только в крупных, но и в ряде небольших городов Японии. В некоторых городах США периодически отмечались концентрации озона более 0,3 мг/м³. В Лос-Анджелесе часовая концентрация озона достигала максимума, отмечаемого в приземном слое — 1 мг/м³. В Сент-Луисе, где ежечасно в атмосферу выбрасывается 18—36 т углеводородов (без метана), образуется 120 т озона [6].

В странах Западной Европы на обширной площади летом отмечаются дни (эпизоды) со значительной концентрацией озона. В СССР смоги практически не наблюдаются, но установлена возможность их образования в ряде южных городов с интенсивным движением автотранспорта. В европейской части СССР в отдельных городах отмечались сравнительно низкие концентрации озона — 0,1—0,12 мг/м³, но они гораздо выше таковых в сельской местности.

26.6. ФОНОВОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ АТМОСФЕРЫ И ТРАНСГРАНИЧНЫЙ ПЕРЕНОС ПРИМЕСЕЙ

Вследствие интенсивного развития промышленности и транспорта и роста выбросов вредных веществ в атмосферу значительно расширились зоны распространения атмосферных примесей. В результате уже в настоящее время сложились и постепенно увеличиваются глобальные и региональные уровни фонового загрязнения антропогенного происхождения. Эти

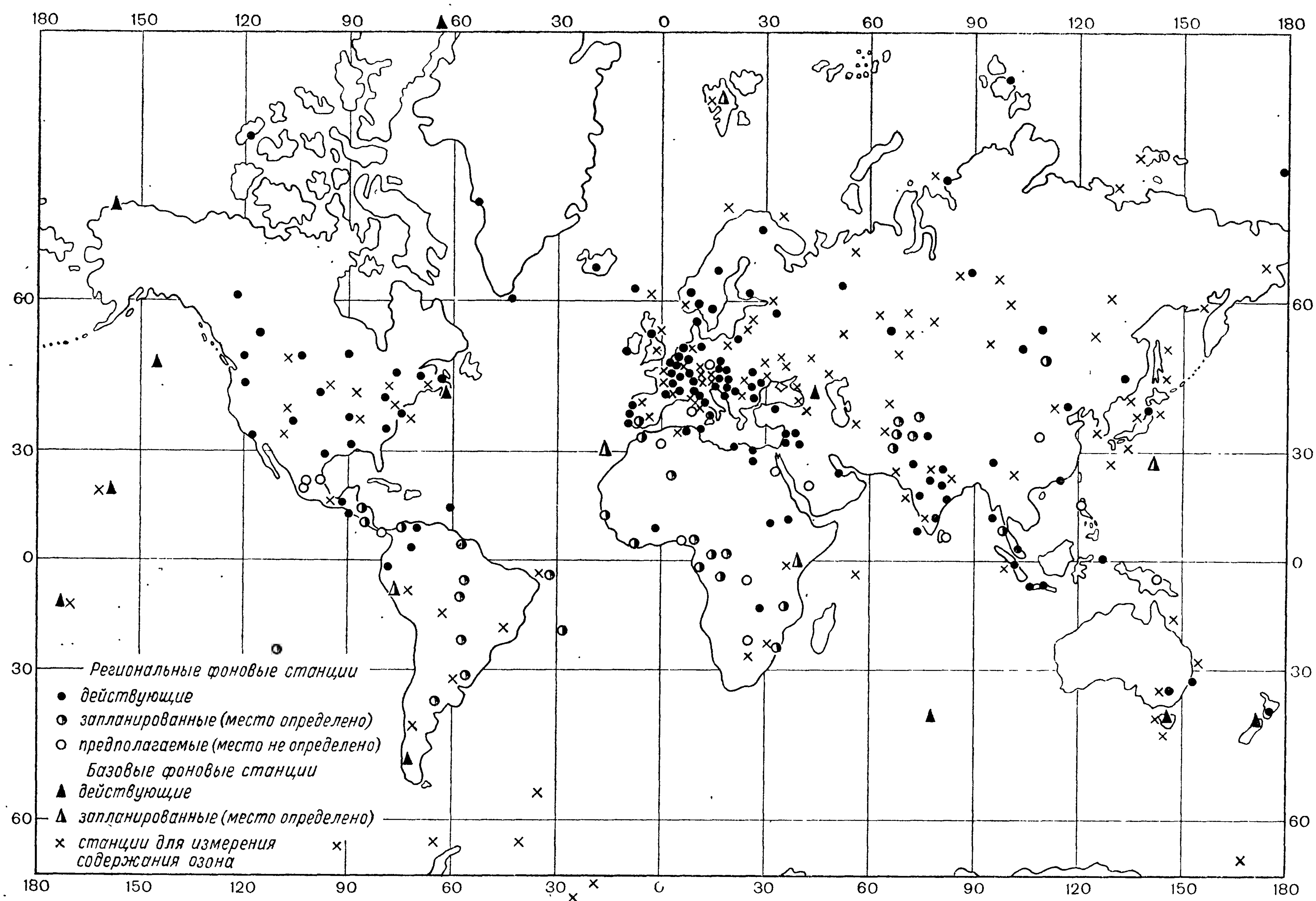


Рис. 26.6.1. Сеть фоновых станций ВМО.

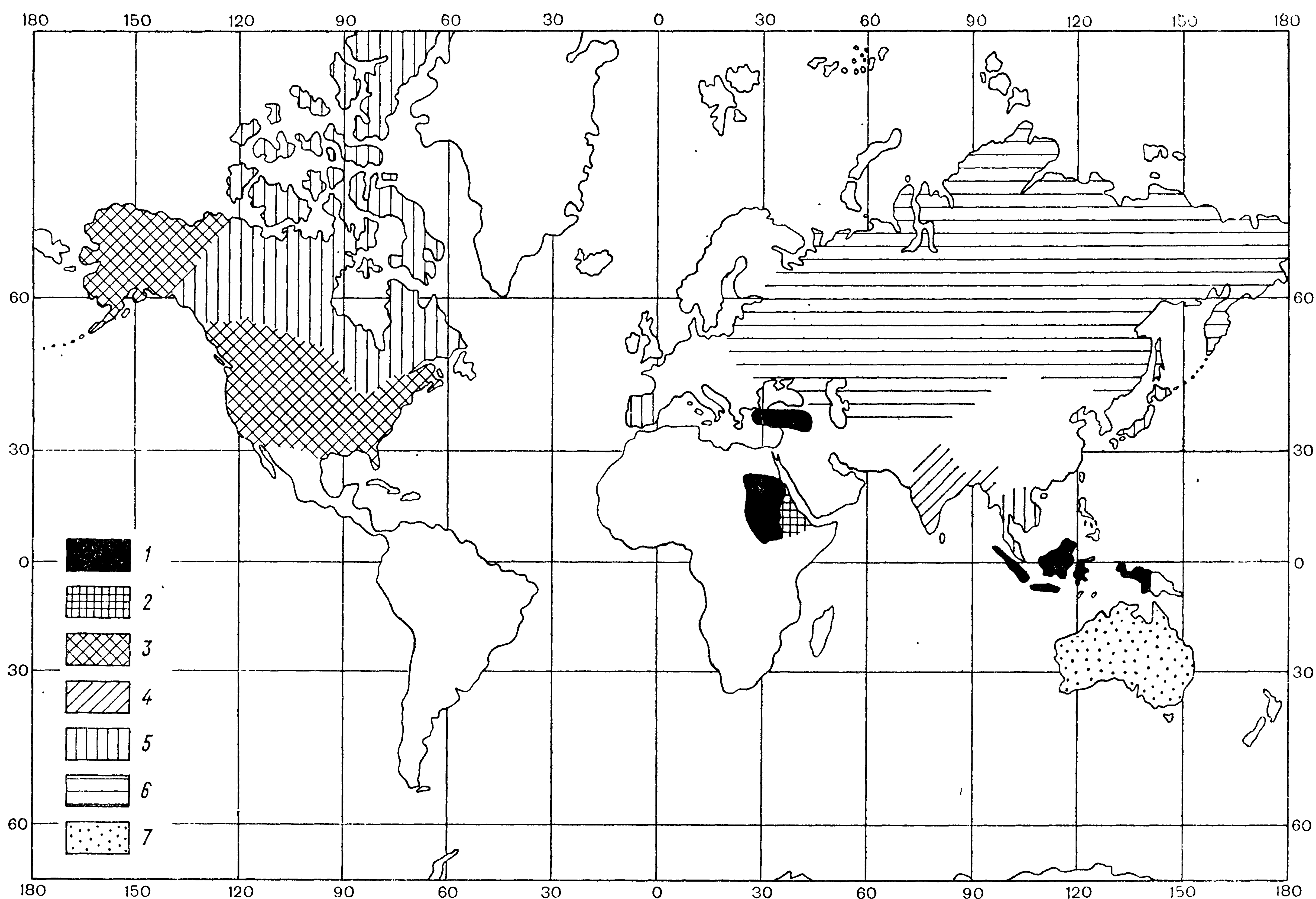


Рис. 26.6.2. Распределение мутности τ_{500} по мировым данным.

1) $\tau_{500}>0,5$; *2*) $0,4\leqslant\tau_{500}$; *3*) $0,3\leqslant\tau_{500}<0,4$; *4*) $0,25<\tau_{500}\leqslant 0,3$; *5*) $0,2<\tau_{500}\leqslant 0,25$; *6*) $0,1<\tau_{500}\leqslant 0,2$; 7) $\tau_{500}\leqslant 0,1$.

уровни значительно ниже ПДК для населенных мест (на 2—3 порядка и более). Однако при рассмотрении макромасштабных эффектов загрязнения атмосферного воздуха кроме ПДК нужно не только учитывать другие экологические критерии, но и оценивать антропогенное воздействие на атмосферу, в частности влияние отдельных примесей (в первую очередь диоксида углерода и аэрозолей) на климат.

В настоящее время действует Глобальная система мониторинга окружающей среды (ГСМОС) и соответствующая программа, разработанная с целью оценки крупномасштабных эффектов воздействия загрязняющих веществ на климат, озонный слой, биоту и на выявление тенденций загрязнения окружающей среды в мезо-макромасштабе. Всемирная метеорологическая организация (ВМО) создала и постоянно расширяет сеть станций мониторинга за фоновым загрязнением атмосферы (БАПМоН). Для обработки и анализа полученных данных используются централизованные технические средства, а также предусматривается снабжение калибровочными газами и организация лабораторных испытаний. Сеть станций ВМО начала создаваться в конце 60-х годов и в 1968 г. состояла из 20 станций. На 1985 г. она насчитывала около 200 станций в 15 странах мира, из них 13 действующих базовых станций. Расположение станций показано на рис. 26.6.1 [31].

Базовые станции предназначены для получения информации об исходном (базовом) состоянии атмосферы и размещаются в местах с чистым воздухом, где в ближайшие 50 лет, как предполагается, не ожидается увеличения числа и мощности источников выбросов вредных веществ. На этих станциях проводятся наблюдения за содержанием в атмосферном воздухе диоксидов серы и азота, пыли, озона, соединений углерода, за химическим составом осадков, а также актинометрические наблюдения.

На фоновых станциях измеряются сравнительно низкие уровни загрязнения воздуха и в целях повышения надежности используются измерения интегрального количества примесей в вертикальном столбе атмосферы. Таковы, например, специальные актинометрические наблюдения, позволяющие выделить непосредственное влияние на мутность атмосферы аэрозольной составляющей.

По содержанию примесей в осадках, которые промывают слой атмосферы, можно получить характеристики загрязнения воздуха в этом слое.

Региональные станции служат для оценки уровней загрязнения атмосферного воздуха в районах, подвергающихся антропогенному воздействию и размещаются в основном на расстояниях не менее 100 км от городов, в которых нет значительных источников загрязнения. В СССР для сравнения в ближайшем к региональной станции городе проводятся наблюдения по такой же программе наблюдений, что и на этой станции [8, 27].

В СССР действует система комплексного фонового мониторинга, которая является составной частью ГСМОС. Кроме того, на специальной сети метеорологических станций в Советском Союзе, начиная с 1958 г. проводятся измерения химического состава осадков. Программа данной сети измерений (70 станций в разных районах страны) предусматривает определение в осадках таких параметров, как электропроводность и кислотность, содержание в них катионов (Na, K, Mg, Ca) и анионов (SO_4, Cl, NO_3, HCO_3).

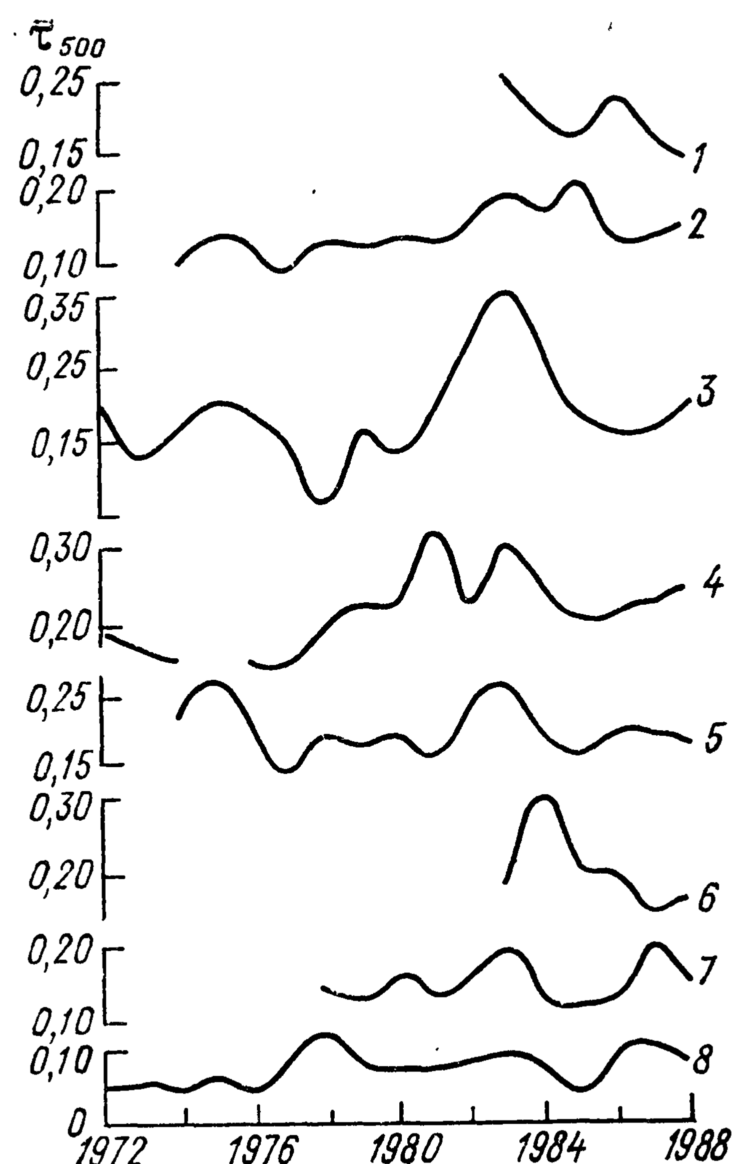
К настоящему времени проведена обработка материалов наблюдений на указанной мировой сети станций, в том числе советских. Из данных наблюдений за спектральной аэрозольной мутностью следует, что среднегодовые показатели мутности, определяемые как оптическая плотность аэрозоля τ_{500} для длины волны 500 нм, на различных континентах изменяются в широких пределах (рис. 26.6.2). Максимальные значения отмечаются в Судане (0,58), Турции (0,51) и в Индонезии (0,50), где значительная запыленность воздуха прежде всего обусловлена почвенным происхождением. Наиболее низкие уровни мутности атмосферы характерны для Австралии (0,09), Ирландии (0,13) и СССР (0,16). В районе Антарктиды $\tau_{500}<0,06$. Изменение аэрозольной мутности τ_{500} за 1972—1984 гг. по ряду советских станций показано на рис. 26.6.3, из которого видно формирование тенденции ее роста со временем [13].

Одним из важнейших результатов наблюдений на фоновых станциях является вывод о значительной кислотности осадков в ряде географических областей. Возрастающие темпы индустриализации и соответственно уровней загрязнения атмосферы обусловливают изменение химического состава дождей, выпадающих как вблизи промышленных центров, так и на значительном удалении от источников выброса [30].

На территории СССР содержание минеральных веществ в осадках изменяется от 6 до 20 мг/л, а содержание сульфатов от 1 до 10 мг/л. В среднем сульфаты составляют 30—40 % общего количества минеральных веществ в осадках [4].

Рис. 26.6.3. Тенденция мутности по данным советских фоновых станций.

1 — Сыктывкар, 2 — Курган, 3 — Иркутск, 4 — Пятигорск, 5 — Туруханск, 6 — Воейково, 7 — Хужир, 8 — Шаджатмаз.



К районам существенного закисления осадков относятся северные территории Дании, Нидерландов, Норвегии, ФРГ, Швеции, где средневзвешенные по объему осадков значения pH составляют 4,1—4,3. Изменение pH осадков в различных частях земного шара за период 1971—1983 гг. представлено на рис. 26.6.4 [31]. В табл. 26.6.1 приведены данные по динамике изменения химического состава осадков (pH, SO_4—S, NO_3—N) по станциям мониторинга БАПМоН с 1975 по 1982 г. [53].

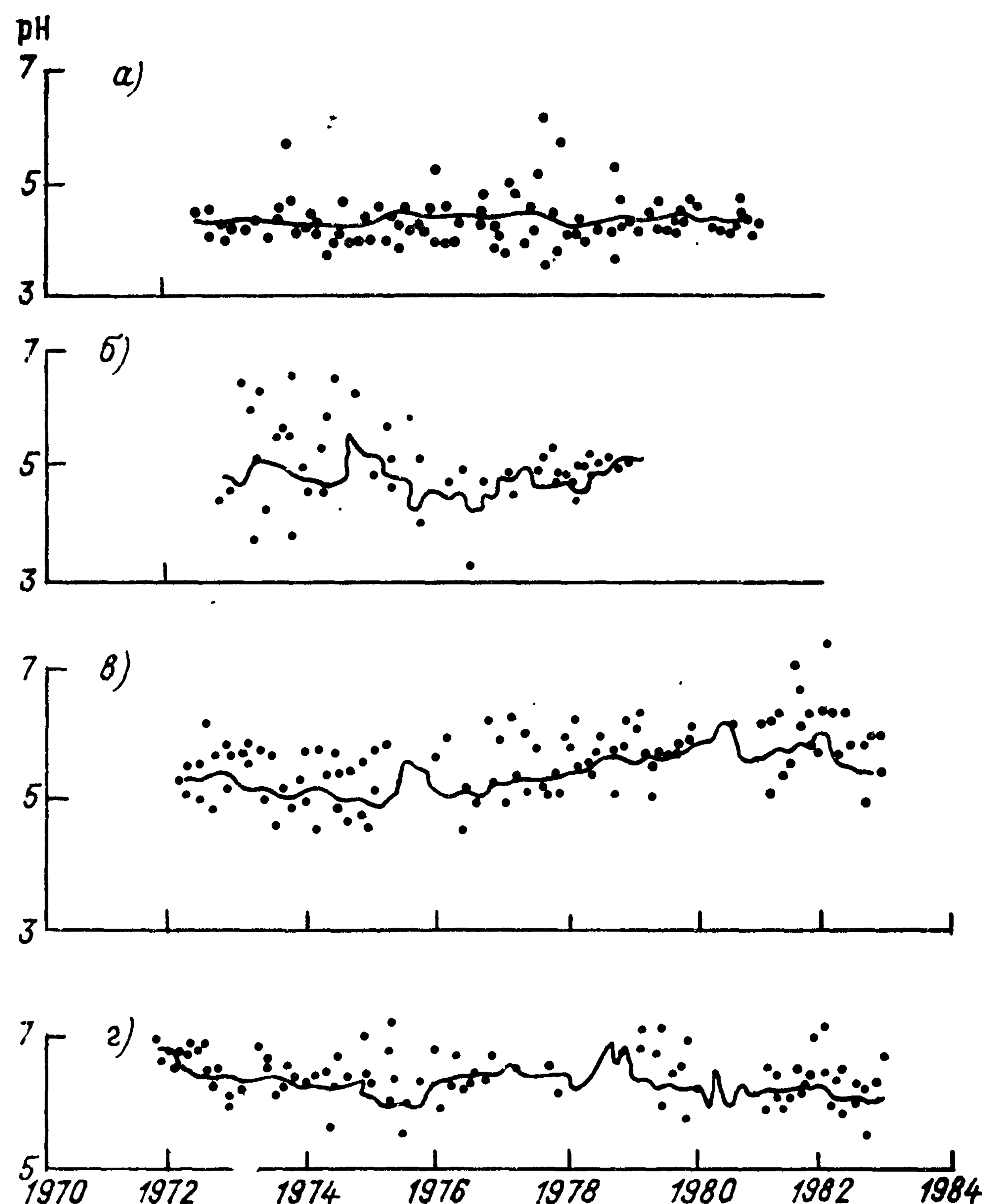


Рис. 26.6.4. Изменение pH на станции Велей, Швеция (*а*), Мауна-Лоа, Гавайи (*б*), Туруханск, СССР (*в*), Новопятигорск, СССР (*г*).

В СССР наименьшие значения pH, указывающие на кислотный характер осадков, отмечены в северо-западных и северных областях европейской части. В 1984 г. среднегодовые значения pH от 5,1 до 5,4 наблюдались в Березинском

Таблица 26.6.1

Химический состав осадков по данным станций фонового мониторинга

Страна	Станция	pH				SO_4-S мг/л				NO_3-N мг/л			
		1975—1976	1977—1978	1979—1980	1981—1982	1975—1976	1977—1978	1979—1980	1981—1982	1975—1976	1977—1978	1979—1980	1981—1982
	Европа												
Австрия	Ретц	4,5	5,1	5,0		3,6	4,9	2,9		0,86	1,5	0,73	
Великобритания	Ескдалемюр		5,2	4,6	4,6		1,2	1,2	1,1		0,23	0,37	0,28
Венгрия	Кечкемент	4,6	5,0	5,4	6,1	2,1	2,5	2,7	2,7	0,91	0,58	0,89	0,71
ФРГ	Нойглобзов	4,0	4,0	4,2	4,4	4,1	3,8	1,8	2,4	0,28	0,81	0,59	0,65
Гренландия	Годхавн	5,8	5,6	5,0	5,0	0,99	1,1	1,4	1,1	0,10	0,15	0,07	0,06
Дания	Эйде (Фарос)	4,8	4,9	4,7	4,9	1,6	2,4	1,4	1,4	0,17	0,41	0,15	0,08
Ирландия	Валентиа	5,6	5,2	5,5	5,8	1,3	1,3	1,1	1,4	0,17	0,13	0,12	0,12
Италия	Монте Симоне	5,8	5,2	5,4	4,8	1,2	0,55	0,62	0,69	0,38	0,17	0,46	0,49
	Санта-Мария-ди-Леука	5,6	5,9	5,5	5,1	1,4	0,76	0,75	0,48	0,10	0,24	0,51	0,40
	Трапани	6,0	6,1	6,6	5,7	0,91	0,86	0,76	0,49	0,10	0,14	0,10	0,18
	Витербо	5,2	5,3	5,2	5,0	1,2	0,74	0,58	0,61	0,05	0,12	0,64	0,86
Нидерланды	Виттевин	4,6	4,7	4,2	4,5	2,5	2,4	2,1	1,5	0,72	0,91	0,95	0,74
Норвегия	Ос	4,5	4,7	4,5	5,2	2,5	2,0	2,1	1,2	0,38	0,69	0,89	0,63
	Биркенес	4,3	4,2	4,1	4,3	1,4	1,3	1,5	1,3	0,58	0,62	0,63	0,48
	Кисе	4,6	4,7	4,8	4,5	1,5	1,7	1,6	1,3	0,40	0,62	0,50	0,62
Польша	Сувалки	4,7	4,7	4,7	4,5	2,7	2,2	2,1	2,1	0,80	0,66	0,74	0,66
Португалия	Баррейро			6,2	6,2			1,6	1,5			0,22	0,26
	Фаро			6,7				1,9	0,95				0,01
Румыния	Рарэу			5,7	5,4			1,5	2,5			0,22	0,35
	Семеник			5,0	5,7			1,3	3,2			0,13	0,20
	Стина де Вале			5,3	5,1			1,5	2,1			0,23	0,24
	Турия			5,3	5,0			2,0	2,1				0,28
СССР	Сыктывкар	5,8	5,9	5,5	5,6	1,5	1,4	1,2	1,4	0,19	0,19	0,12	0,18
Финляндия	Ёкисинен	4,4	4,3	4,4	4,2	1,9	1,5	1,7	1,4	0,56	0,61	0,54	0,58
	Соданкиле	4,7	4,6	4,7	4,6	0,65	0,58	0,58	0,59	0,23	0,27	0,20	0,21
Франция	Аббевиле		4,9	5,0	5,3		1,7	2,1	2,0		0,47	0,72	0,81
	Гоурдон		5,1	5,1	5,3		1,0	0,99	1,1		0,16	0,30	0,32
	Фалсбург		4,5	4,6	5,2		1,3	1,3	1,5		0,50	0,51	0,68
	Ростренен		5,2	5,3	5,4		1,2	0,70	1,0		0,18	0,33	0,38
ФРГ	Бротжакриджел	4,4	4,3	4,2	4,6	1,3	1,5	1,3	2,2	0,79	0,66	0,67	0,64
	Дейселбак	4,3	4,3	4,2	4,2		1,5	1,3	0,84	0,63	0,62	0,58	0,50
	Лангенбругге	4,1	4,0	4,0	4,1	2,0	2,3	2,4	1,7	0,88	0,86	1,2	0,84
	Шаинсланд	4,1	4,5	4,5	4,7		0,81	0,85	0,58	0,45	0,30	0,36	0,33
Швейцария	Юнгфрауджоч		6,1	5,9	6,7		0,25	0,45	0,33		0,13	0,16	0,17
	Пэйеме		5,8	5,0	5,3		0,72	1,2	1,6		0,38	0,65	0,71
Швеция	Бредкален	5,3	5,0	4,9	4,9	1,0	0,89	0,81	0,62	0,28	0,24	0,19	0,23
	Велен	4,4	4,4	4,4	4,3	1,4	1,3	1,3	1,1	0,51	0,49	0,69	0,43
Югославия	Лазарполе	5,1	5,3	6,2	5,6	2,5	2,7	1,7	2,2	0,41	0,22	0,16	0,14
	Пунтиджарка	5,7	5,2	5,4		2,0	1,8	2,8		1,1	0,34	0,18	
	Азия												
Индия	Аллахабад		7,6	7,6	7,4				0,23				0,82
	Иодхопур		8,2		7,5				0,20				0,92
	Миникоу		7,1	6,8	6,7				0,23			0,15	0,32
	Порт Блэйр	7,6	6,5						0,32			0,11	0,54
	Пине	7,4	7,4	6,9	6,8				0,44			0,12	0,54
	Сринагар		7,9	7,3	7,0				0,40			0,76	0,72
	Висакапатнам		7,6	6,7	6,6				0,63			0,67	1,2
Малайзия	Танах Рата	5,0	5,2	5,2	5,4	0,009	0,15	0,13		0,16	0,35	0,09	0,36
СССР	Курган	5,4	6,3	5,9	5,7	1,5	2,9	3,6	3,0	0,25	0,18	0,20	0,13
	Иркутск	5,8	6,6	6,5	6,4	2,1	1,5	0,99	0,73	0,20	0,16	0,22	0,20
	Новопятигорск	6,4	6,4	6,6	6,3	0,73	0,61	1,4	0,82	0,10	0,15	0,24	0,24
	Туруханск	5,5	5,7	5,9	6,1	0,63	0,77	0,75	1,2	0,06	0,08	0,21	0,14
Япония	Руори	5,6	5,0	5,0	4,8	0,47	0,63	0,48	0,56	0,12	0,18	0,20	0,14
	Северная Америка												
Канада	Едсон	6,1	5,8	5,9	6,0	0,73	0,67	0,52	0,61	0,38	0,16	0,20	0,20
	Келовна		6,1	5,8	5,3		0,58	0,41	0,25		0,30	0,38	0,14
	Манивака	4,5	4,3	4,3	4,4	1,5	1,4	1,3	1,1	0,64	0,57	0,61	0,51
	Мулд Бэй		6,5	6,2	6,0		1,2	0,58	0,65			0,13	0,05
	Мт. Форест	4,5	5,1	4,9	4,9	1,4	2,6	1,8	1,5	0,69	0,99	0,84	0,74
	Пикле Лэйк		5,4	5,5	5,2		0,70	0,61	0,45		0,22	0,25	0,19
	Сэйбл Ислонд	4,8	4,8	5,1	5,0	1,5	0,86	0,59	0,92	0,26	0,13	0,20	0,17
	Виниярд		6,5	6,9	6,9		0,83	1,0	1,0		0,51	1,0	0,29

Страна	Станция	pH				SO_4—S мг/л				NO_3—N мг/л			
		1975—1976	1977—1978	1979—1980	1981—1982	1975—1976	1977—1978	1979—1980	1981—1982	1975—1976	1977—1978	1979—1980	1981—1982
США	Аламоса	7,0	6,6	6,5	5,9	3,1	2,6	1,8	0,80	0,20	0,38	0,43	0,25
	Карибоу	4,9	4,9	5,2	4,8	1,2	1,6	0,87	0,65	0,29	0,41	0,31	0,26
	Гурон	6,6	6,7	6,4	6,1	1,3	1,3	0,89	0,92	0,60	1,3	0,54	0,50
	Макон	4,7	4,5	4,5		0,92	1,6	0,87		0,23	0,35	0,29	
	Мауна-Лоа	5,1	4,6	5,0	5,7	0,67	0,29	0,20	0,48		0,15	0,07	0,03
	Меридиан	4,7	4,7	4,7	4,7	0,74	1,3	0,75	0,74	0,23	0,28	0,27	0,27
	Пендлетон	5,6	5,5	5,7		0,77	0,82	0,57		0,33	0,43	0,47	
	Рэлей	4,5	4,3	4,8		0,95	1,9	0,87		0,37	0,46	0,28	
	Салем	4,6	4,3	4,7	4,4	1,6	2,0	2,6	1,2	0,49	0,46	0,90	0,47
	Виктория	5,5	5,2	5,0	5,2	0,45	1,1	0,78	0,85	0,39	0,27	0,25	0,36

Таблица 26.6.2

Среднесуточная концентрация SO_2 и SO_4 (мкг/м^3), среднечасовая концентрация NO_2 и O_3 (мкг/м^3) и среднемесячная концентрация БП (мг/м^3)

Страна	SO_2	SO_4	NO_2	O_3	БП
Европа					
Австрия	6	8,1			
Великобритания	4—130	1,5			
Венгрия	3,2—8,7	5—125	4—12	30—158	
ФРГ	5,7	7,3			
Дания	3,0	6,0			
Исландия	—	0,9	—	—	—
Ирландия	—	—	0,04—1,2	—	—
Нидерланды	8,2	5,7	—	24—58	
Норвегия	0,2	1,5	—	—	—
Польша	3,0	2,4—4,9	—	—	—
Португалия	0,8	3,3	—	—	—
СССР					
Березинский БЗ	1,1—21,6	3,9	1—9	24—115	0,07—0,9
Кавказский БЗ	0,1	4,7	—	30—150	0,03—0,22
Прейла (ЛитССР)	0,02—0,8	5,6	—	—	0,11—0,6
Румыния	2,9—3,1	—	—	—	—
ФРГ	2,0	6,3	—	—	
Чехословакия	9	7,8	—	—	
Швейцария	2,6	3,0	—	—	
Швеция	0,75—5,4	—	—	6—105	
Азия					
СССР					
Боровое	0,3—22	1,8	—	—	0,37
Сары-Челекский БЗ	0,39	5,0	—	—	0,03—0,08
Баргузинский заповедник	0,02	0,44	—	—	0,02—0,08
Япония	9	—	—	2—150	
Северная Америка					
Канада	0,3—4,4	0,05—3,8	20—50	—	—
США					
штат Кентукки	4—15	14,4	—	40—120	
штат Вирджиния	12—15	—	—	40—120	
штат Иллинойс	0,87—3,2	—	—	20—250	
штат Пенсильвания	18,4	14,1	—	—	
штат Колорадо	—	—	0,5—20	2—400	
штат Индиана	16,0	12,9	—	—	
девять прибрежных станций	—	—	—	—	0,21—0,54
пять материковых станций	—	—	—	—	0,19—0,81
Африка					
Берег Слоновой кости	6,1	—	—	—	
Намибия	—	—	—	30—185	
Мировой океан					
Северная Атлантика	0,1—3,5	—	—	—	
Северная часть Тихого океана	0,03—0,1	—	0,3—1,2	—	
Индийский океан	0,04—0,9	—	—	—	
Австралия	—	—	0,02—0,05	—	
Антарктида	0,05—0,5	—	—	—	

биосферном заповеднике и на фоновой станции Сыктывкар, а также под Архангельском, Ленинградом и др. [8]. Годовой ход показателя pH осадков показан на рис. 26.6.5, из кото-

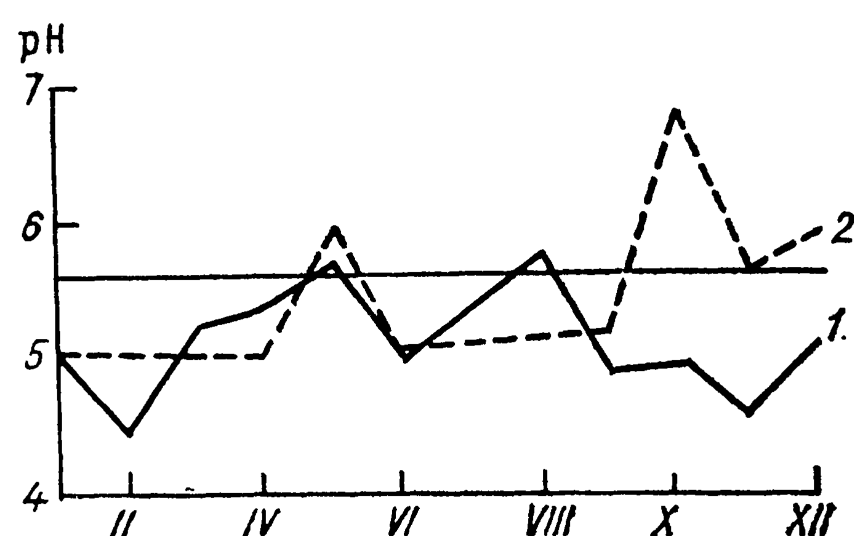


Рис. 26.6.5. Годовой ход показателя pH осадков.

1 — Березинский БЗ, *2* — Сыктывкар.

рого следует, что значение pH опускается до 5 и ниже. На рис. 26.6.6 представлена тенденция изменения концентрации SO_4^{2-} на станции Сыктывкар с 1971 по 1982 г. [31].

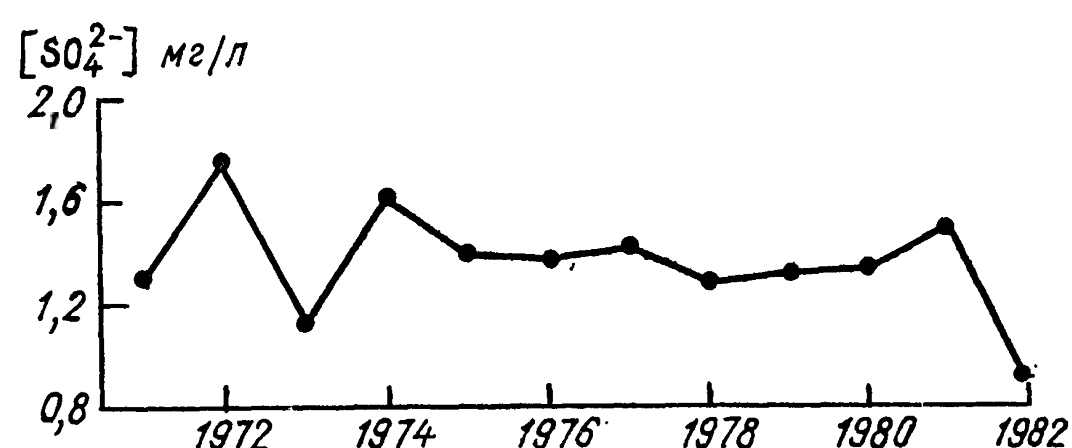


Рис. 26.6.6. Тенденция изменения концентрации SO_4^{2-} на станции Сыктывкар.

В табл. 26.6.2 приведены фоновые концентрации диоксида серы (SO_2) и азота (NO_2), сульфатов (SO_4), озона (O_3) и бенз(а)пирена (БП) в различных регионах земного шара [41]. Наибольшие концентрации диоксидов серы и азота отмечаются в северном полушарии в центральных и северо-западных районах Европы, а также в восточных районах США, наименьшие — над Мировым океаном.

Фоновые концентрации загрязняющих веществ имеют суточный и сезонный ход. Как правило, максимальная концентрация диоксидов серы и азота отмечается в утренние часы, а в сезонном ходе максимум концентрации отмечается зимой за счет увеличения действия антропогенных источников.

Наибольшее содержание аэрозолей сульфатов в приземном слое атмосферы отмечается в центральных районах Европы и США. На территории фоновых районов содержание аэрозолей сульфатов меняется от 0,44 до 5,6 мкг/м³. Наименьшая концентрация зарегистрирована на о. Врангеля и в Баргузинском заповеднике. Сезонная изменчивость фоновой концентрации сульфатов в воздухе незначительна.

Результаты измерений концентрации озона свидетельствуют об ее изменчивости в зависимости от широты и сезона, а также от возможных источников антропогенного происхождения. Минимальное содержание озона в приземном слое воздуха отмечается в районе экватора, затем в умеренных широтах северного полушария оно постепенно возрастает и в полярных областях снова понижается. В сезонном ходе максимум концентрации отмечается весной и летом, минимум — осенью и зимой. В районах с крупными источниками оксидов азота и углеводородов регистрируется более высокое содержание озона в воздухе. В суточном ходе максимум концентрации озона наблюдается днем, а минимум — ночью и ранним утром.

Высокая концентрация БП определена в США в штате Орегон, где она достигала 2,2 нг/м³, в фоновых районах ФРГ, Чехословакии, Венгрии и Болгарии содержание БП составляет 0,07—0,8 мг/м³. В европейской части СССР среднемесячная концентрация БП колеблется от 0,03 до 0,9 мг/м³, в азиатской части она несколько ниже — 0,02—0,4 мг/м³,— а самая низкая (0,002—0,009 мг/м³) зарегистрирована в арктических районах СССР.

Концентрация взвешенных частиц (пыли) в различных регионах колеблется в широком диапазоне. В центральных районах Европы и Азии в отдельные дни при пыльных бурях она может превышать несколько сотен мкг/м³. В среднем в Западной Европе региональное фоновое содержание пыли составляет 50 мкг/м³, а в европейской части СССР — примерно 30 мкг/м³.

По данным наблюдений за запыленностью приземного слоя воздуха с помощью горизонтальных планшетов на 60 метеорологических станциях СССР, расположенных главным образом вне крупных городов, построены карты среднемесячных и среднегодовых концентраций и выпадений пыли [4]. На рис. 26.6.8 представлена карта среднегодовых величин

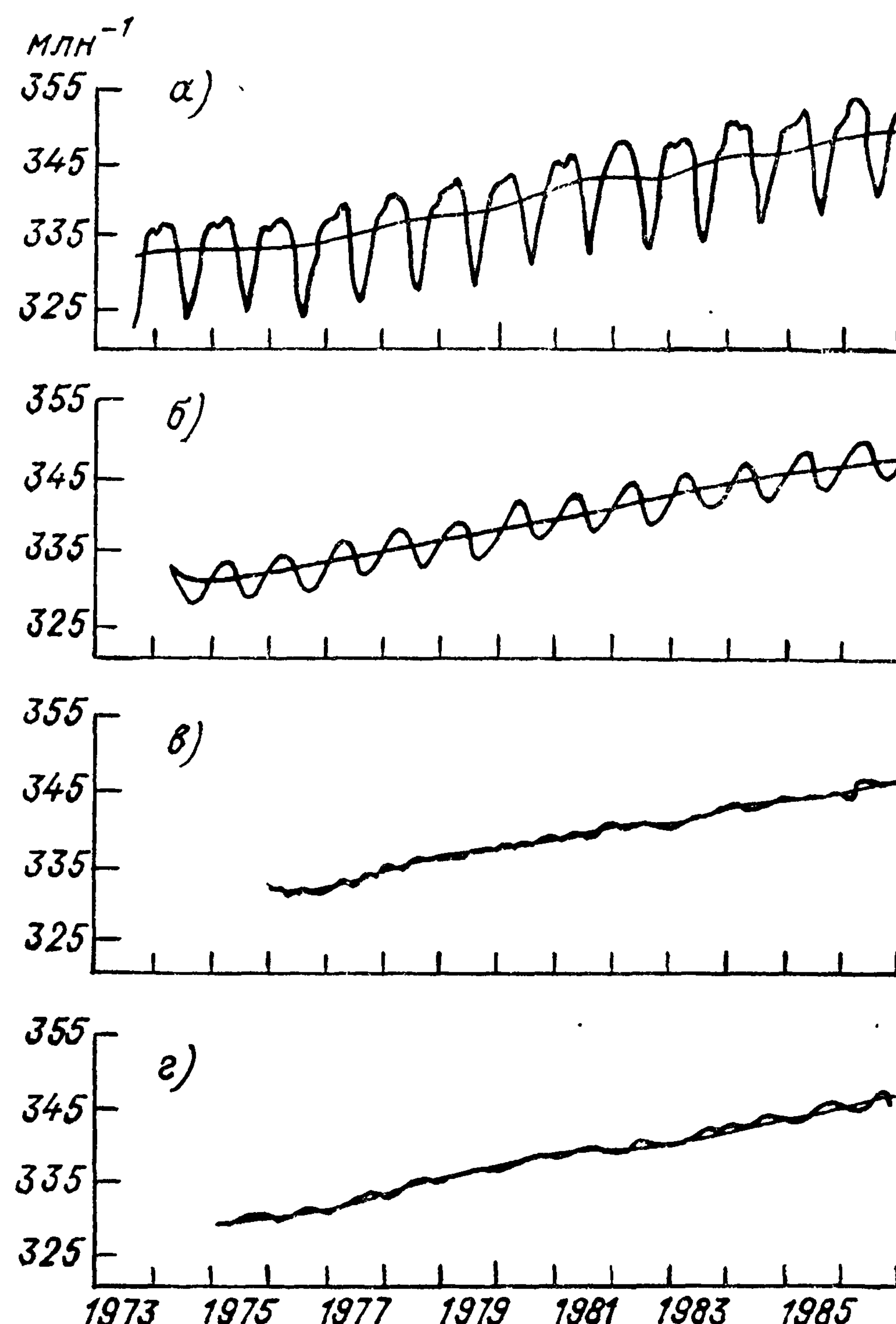


Рис. 26.6.7. Динамика содержания углекислого газа (CO_2) в атмосфере фоновых районов.

а — Барроу, *б* — Мауна-Лоа, *в* — Американское Самоа, *г* — Южный полюс.

по материалам наблюдений за три года. Анализ данных измерений выпадений пыли показал, что доля неорганического компонента пыли большей частью составляет 0,3—0,8. Поскольку органические вещества содержатся в верхнем слое почвы, данные о содержании неорганического и органического компонентов пыли позволяют судить и о ее происхождении. Особенно полезны такие данные при изучении процессов эрозии почвы, пыльных бурь, путей переноса запыленности и др.

Содержание тяжелых металлов, включая As, Cd, Hg, Pb, Zn, которые находятся в атмосфере в основном в парогазовом состоянии, колеблется в широком диапазоне и зависит от характера подстилающей поверхности и метеорологических условий в момент измерения. Летучесть этих микроэлементов обусловлена тем, что они связаны в атмосфере с субмикронными частицами, которые в воздухе ведут себя практически как газ. В табл. 26.6.3 приведены данные о диапазоне изменения концентраций элементов в континентальном и морском аэрозоле, а также в районе Антарктиды [37]. Для сравнения значений содержания тяжелых металлов в аэрозолях в разных районах земного шара в табл. 26.6.4 приведены относительные концентрации некоторых металлов (отношение концентрации металлов к концентрации железа (Fe)). Повышенные концентрации As, Cu, Pb, Zn отмечаются в районах Англии, Антарктиды, наименьшие — в Южной Америке и Африке.

В табл. 26.6.5 даны значения среднегодового содержания CO_2, N_2O и фреонов (CFC 11 и CFC 12) на четырех фоновых станциях за период с 1977 по 1984 г. [53]. В северном полушарии, где имеются значительные естественные и антропогенные источники и стоки, средняя фоновая концентрация CO_2 в воздухе выше, чем в южном полушарии. Аналогичная картина отмечается и для глобального содержания фреонов

Таблица 26.6.3

Диапазоны концентраций микроэлементов (нг/м^3) в воздухе

Район	As	Cd	Hg	Pb	Zn	Fe
Континент	0,02—15	0,02—30	0,02—32	0,2—400	2—70	9—5100
Моря	0,01—0,8	0,003—0,6	0,02—5	0,05—64	0,036—56	3—1000
Антарктида	0,007—0,04	0,018	—	0,2—1,2	0,02—0,06	0,5—1,2

Таблица 26.6.4

Относительная концентрация микроэлементов в аэрозолях в атмосфере разных районов земного шара

Район	Относительная концентрация					[Fe] нг/м^3
	As	Cd	Hg	Pb	Zn	
Европа						
Великобритания	0,16	$1,3\cdot10^{-3}$	$6\cdot10^{-4}$	0,38	0,47	400
Швейцария (H=3200 м)	$6,4\cdot10^{-3}$	0,014		0,12	0,27	36
СССР, европейская часть	—	$(3—25)\cdot10^{-3}$	10^{-3}	$(1—5)\cdot10^{-2}$	$(7—35)\cdot10^{-2}$	170
Северная Америка						
Канада	$4,4\cdot10^{-3}$	—	—	—	0,053	71
Южная Америка						
Боливия (H=5220 м)	$(3—9)\cdot10^{-3}$	$(1—6)\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-4}$	$(7—20)\cdot10^{-3}$	$(1—2)\cdot10^{-2}$	181—284
Африка						
Нигерия, Берег Слоновой кости	$1,2\cdot10^{-4}$	$2,4\cdot10^{-4}$	$(5—10)\cdot10^{-4}$	$3\cdot10^{-3}$	$3,6\cdot10^{-3}$	700—5150
Мировой океан						
Северная Атлантика	—	—	—	$(9—16)\cdot10^{-3}$	$(1—27)\cdot10^{-2}$	3—62
Антарктида	0,05	0,02	—	0,012	0,053	0,62

Таблица 26.6.5

Среднегодовое содержание CO_2 (млн.$^{-1}$ (по объему)), N_2O (млрд.$^{-1}$ (по объему)) и фреонов (CFC-11 и CFC-12 (‰)) на фоновых станциях

Год	Барроу, Аляска, 71° с. ш.				Мауна-Лоа, Гаваи, 20° с. ш.				Американская Самоа, 14° ю. ш.				Южный пояс, 90° с. ш.			
	CO_2	N_2O	CFC11	CFC12	CO_2	N_2O	CFC11	CFC12	CO_2	N_2O	CFC11	CFC12	CO_2	N_2O	CFC11	CFC12
1977	334,7	301,8	154,1	263,7	333,8	300,8	145,1	261,9	332,6	302,0	135,7	239,3	331,7	299,4	139,1	230,3
1980	339,9	301,6	183,8	310,8	338,7	302,0	177,1	305,9	338,0	304,5	167,7	286,6	333,7	301,4	171,0	287,2
1984	346,0	304,4	219,4	375,5	344,2	305,3	212,6	367,0	343,0	308,8	205,4	358,0	342,2	303,3	208,0	352,1

(CFC 11 и CFC 12) в атмосферном воздухе, тогда как концентрация закиси азота в районах 20° с. ш.—20° ю. ш. выше, чем на Северном и Южном полюсах. Изменчивость колебаний среднемесячной концентрации CO_2 в северном полушарии составляет около 10 млн$^{-1}$, в то время как в южном разность между максимумом и минимумом составляет около 1 млн$^{-1}$. Динамика содержания диоксида углерода в атмосфере фоновых районов указывает на ежегодный устойчивый постоянный рост CO_2, равный в среднем примерно 1,5 млн$^{-1}$ (рис. 26.6.7) [56].

Трансграничный перенос промышленных выбросов определяет загрязнение атмосферы на значительном расстоянии от источника. Исследования показывают, что примеси, поступающие от различных антропогенных источников, могут распространяться весьма далеко и оказывать существенное влияние на обширные территории [4]. Например, заметная концентрация SO_2 в выбросах из труб высотой 380 м никелевого завода в Канаде отмечалась на расстоянии 400 км, а концен-

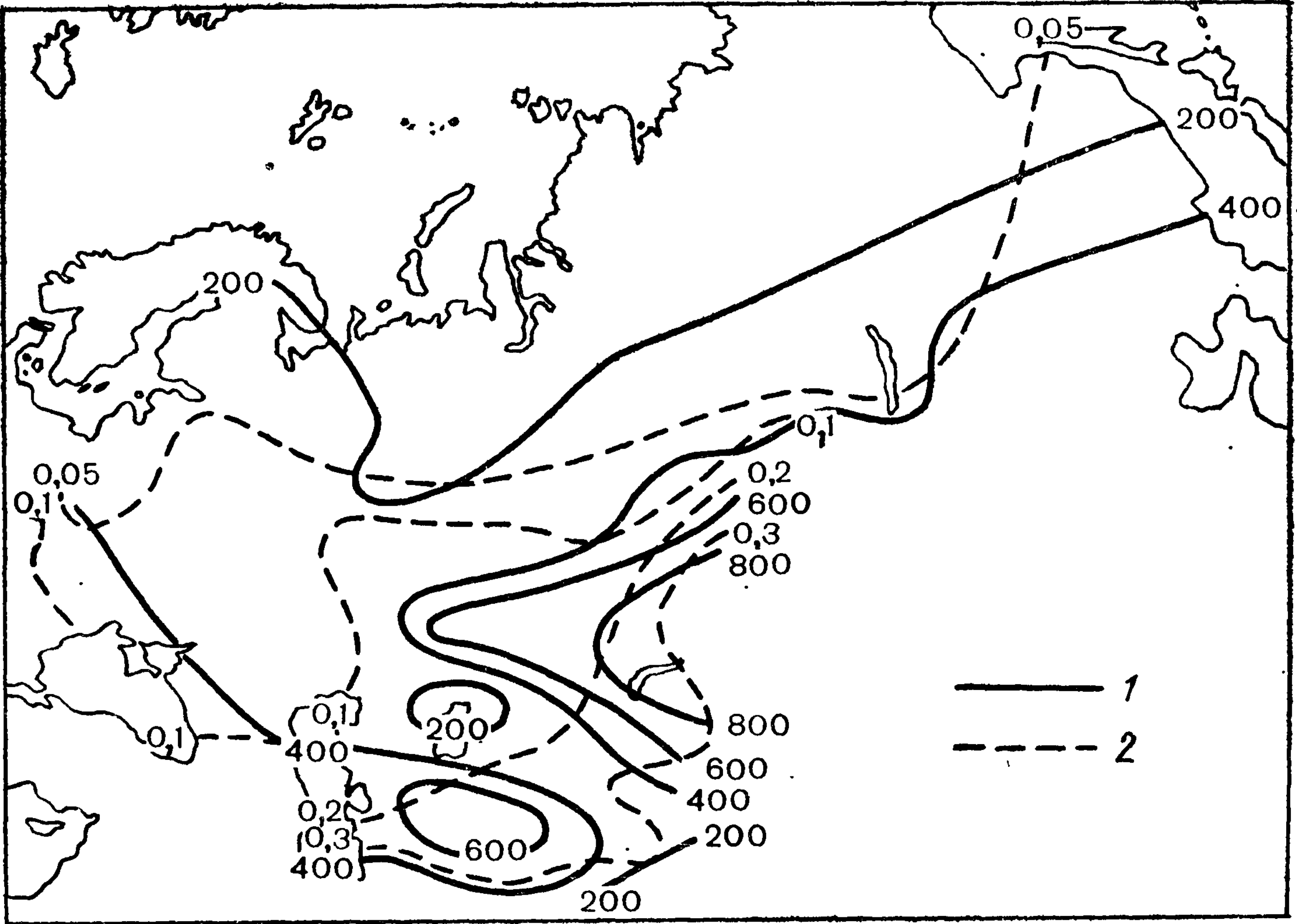


Рис. 26.6.8. Карта распределения концентрации (мг/м^3) (*2*) и выпадений т/(км^2·год) (*1*) аэрозолей.

трация ^{41}Ar из труб Брукхейвенского реактора в Нью-Йорке — на удалении в 150 км. Еще заметнее проявляется распространение выбросов от совокупности источников крупных промышленных центров (отмечался перенос CO от индустриальных районов США вблизи Великих Озер до Гренландии).

В глобальном масштабе расстояния переноса примесей невелики, однако в густонаселенных районах они достаточны для того, чтобы выбросы одних стран причиняли ущерб соседним странам. Известны примеры повреждения лесов и сельскохозяйственных культур в пограничных районах ряда стран Европы и Южной Америки промышленными выбросами соседних государств.

Поскольку концентрация примесей на значительном удалении от источников сравнительно мала, для анализа ее изменения существенное значение приобретают работы по моделированию, т. е. расчету распространения примесей на дальние расстояния. С данной целью строится траектория движения воздуха и вдоль нее определяются «сухое» и «влажное» выпадения загрязняющих веществ на землю. Под «сухим» понимается удаление примеси за счет ее взаимодействия с подстилающей поверхностью, при этом учитывается и преобразование примеси в атмосфере в результате каталитических и фотохимических реакций. Для диоксида серы, например, определяется его трансформация в сульфаты, которые представляют собой аэрозоли, постепенно осаждающиеся на землю. Под «влажным» выпадением понимается процесс захвата примеси облаками и осадками и осаждение вместе с каплями дождя или со снегом на подстилающую поверхность.

Для практического использования результатов моделирования необходимы данные об инвентаризации выбросов или потоках примеси вдоль траектории их движения, а также об организации системы наблюдений за переносом загрязняющих веществ.

В табл. 26.2.8 на основании данных Совместной программы наблюдения и оценки распространения загрязняющих воздух веществ на большие расстояния в Европе (ЕМЕП) представлены характеристики выбросов диоксида серы по отдельным странам. С помощью определенной модели переноса примеси воздушными течениями по указанным данным о выбросах произведен расчет среднегодовых выпадений соединений серы в этих странах с указанием собственных и внешних выбросов. Полученные результаты представлены в табл. 26.6.6.

Таблица 26.6.6

Годовое выпадение (%) серы в странах Европы

Страна	Выпадение, 10^3 т/год		Источник					
			собственный		иностранный		неопределенный	
	1980	1983	1980	1983	1980	1983	1980	1983
Австрия	271	216	15	18	73	70	11	12
Великобритания	800	541	81	83	10	8	9	9
Албания	39	31	15	19	54	52	31	29
Бельгия	166	127	51	49	43	44	5	7
Болгария	291	203	58	66	30	26	12	8
Венгрия	411	357	55	61	40	34	6	4
ГДР	826	758	66	70	31	27	3	3
Греция	192	168	49	54	34	30	17	15
Дания	105	85	41	36	47	51	12	13
Исландия	19	22	11	5	0	0	89	95
Испания	655	688	74	79	12	8	14	13
Ирландия	66	57	39	30	23	32	38	39
Италия	910	828	74	79	16	12	10	9
Люксембург	10	8	20	25	70	63	10	13
Нидерланды	178	141	31	26	62	66	6	8
Норвегия	199	209	10	7	49	33	41	60
Польша	1389	1306	52	53	42	42	6	5
Португалия	69	65	30	34	43	28	26	38
Румыния	405	302	9	11	75	77	16	12
СССР	5840	3537	62	61	19	24	19	15
Турция	337	302	50	50	27	23	23	27
Финляндия	286	226	34	27	38	38	23	27
Франция	1105	869	52	42	34	40	14	18
ФРГ	1015	852	47	50	45	42	7	8
Чехословакия	792	756	53	57	43	39	4	3
Швейцария	117	101	14	11	74	74	13	15
Швеция	336	294	24	17	44	46	32	37
Югославия	655	496	33	41	53	46	14	13

В качестве примера можно привести определение отношения выпадений серы к ее выбросам по количеству диоксида серы, образующегося при сжигании топлива на территории отдельных государств. Для Норвегии и Северной Швеции это отношение составило 120—250 %, тогда как для ряда стран Западной Европы оно составило 100 %. С указанными результатами связывают и проблему «кислотных дождей». Примерно с 60-х годов во многих водоемах Скандинавии, а позже и в водоемах северных областей Канады стали обнаруживать весьма низкие значения pH (близкие к 4—5), указывающие на кислотный характер воды. Возможно, это вызвано тем, что и выпадающим здесь осадкам свойственны примерно такие же значения pH. В свою очередь пониженные значения pH в осадках объясняются поглощением в них соединений серы, попадающих в атмосферу в составе продуктов сгорания топлива и переносимых из промышленно развитых стран Западной Европы в Скандинавию и из США в Канаду. Окисление водоемов привело во многих случаях к гибели в них значительной части растений и животных.

Проблема дальнего переноса атмосферных примесей привлекает сейчас большое внимание правительств и международных организаций. Общеевропейским совещанием на высоком уровне по сотрудничеству в области охраны окружающей среды в 1979 г. была принята «Конвенция о трансграничном загрязнении воздуха на большие расстояния». В рамках Европейской экономической комиссии разработана обширная программа по изучению переноса примесей, главным образом соединений серы на дальние расстояния. Для руководства соответствующими работами и анализа данных, полученных по этой программе, созданы два центра — один в Норвегии, другой — в СССР. В дальнейшем намечается осуществлять оперативные прогнозы ожидаемого уровня загрязнения воздуха по траекториям переноса примесей с анализом воздействия источников выброса вредных веществ.

26.7. МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ЗАГРЯЗНЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

Загрязнение атмосферы характеризуется большой пространственно-временно́й неоднородностью. Обусловлена она расположением источников выбросов, их мощностью, а также изменением условий погоды и режима выбросов в атмосферу. Поскольку процессы в атмосфере сложны и многообразны, а число определяющих факторов достаточно велико, наряду с организацией сети наблюдений за загрязнением воздуха значительное развитие получило математическое моделирование процессов распространения загрязняющих атмосферу веществ от их источников на основе теории турбулентной диффузии.

Результаты моделирования широко используются для изучения распространения примесей в атмосфере и для расчета загрязнения воздуха в городах и промышленных районах. На их основе осуществляется выбор мест строительства предприятий, рационального размещения производственных и жилых сооружений, нормирования вредных выбросов в целях обеспечения необходимых гигиенических и экологических условий. С этой целью в государственном порядке утверждаются соответствующие нормативные документы. В СССР действует общесоюзный нормативный документ (ОНД-86) «Методика расчета концентраций в атмосферном воздухе вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий» [34], утвержденный Госкомгидрометом по согласованию с Госстроем и Министерством здравоохранения СССР. Он предназначен для расчета концентраций до расстояний 100 км от источника и для обязательного использования в работах по проектированию и строительству предприятий и жилых зданий, нормирования вредных выбросов в атмосферу, экспертизе и согласованию атмосфероохранных мероприятий. Данная методика является обобщением и развитием «Указаний по расчету рассеивания в атмосфере вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий» [45] и других аналогичных документов, действующих законодательно в СССР с 1963 г. Их основные положения прошли длительную проверку в практических условиях и используются не только в СССР, но и в ряде других стран.

Разработке методики расчета [34, 45] предшествовали обширные теоретические и экспериментальные исследования, проведенные Главной геофизической обсерваторией имени А. И. Воейкова совместно с другими институтами и организациями [4, 14, 15]. В теоретическом плане исходным явилось численное решение системы дифференциальных уравнений, определяющих распространение примесей в атмосфере от их

источников. Исходное уравнение атмосферной диффузии для сравнительно ровного места имеет следующий вид:

$$Sq=\alpha q,\quad S\equiv u\frac{\partial}{\partial x}+w\frac{\partial}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial z}K_z\frac{\partial}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial y}K_y\frac{\partial}{\partial y}, \tag{26.7.1}$$

где q — концентрация примеси; α — показатель превращения примеси; u и w — горизонтальная и вертикальная составляющие скорости движения; K_y и K_z — горизонтальная и вертикальная составляющие коэффициента обмена. Оси x и y направлены в горизонтальной плоскости, ось z — по вертикали, причем $z=0$ соответствует уровню земной поверхности.

Данное уравнение решается при соответствующих граничных условиях совместно с системой других уравнений, в которых определяются содержащиеся в (26.7.1) и граничных условиях коэффициенты и параметры. В частности, учитывается, что для источников выбросов, как правило, свойствен начальный вынос и перегрев выбросов. Вызванный в результате подъем примеси над источником со скоростью w описывается системой уравнений

$$Sw=\frac{g\nu}{T_a},\quad S\nu=-w\frac{dT_a}{\partial z}, \tag{26.7.2}$$

где ν — отклонение температуры в струе примеси от температуры окружающего воздуха T_a; g — ускорение свободного падения.

Анализ показывает, что для практических расчетов целесообразно на основании совместного решения (26.7.1), (26.7.2) условно ввести начальный подъем примеси ΔH, сравнив значение приземной концентрации, полученное в результате данного решения от источника высотой H, и решение (26.7.1) для источника высотой H. Тогда из выполненных исследований следует, что для дымовых труб с устьем радиусом R_0

$$\Delta H=\frac{1{,}5w_0R_0}{u}\left(2{,}5+\frac{3{,}3gR_0\,\Delta T}{T_au^2}\right), \tag{26.7.3}$$

где w_0 и ΔT — скорость и перегрев выходящих из трубы газов; u — скорость ветра на высоте флюгера.

Для определения в (26.7.1) u и K_z используется уравнение движения и баланса энергии турбулентности. Из их решения следует, что для часто наблюдаемых (нормальных) метеорологических условий коэффициент обмена K_z и скорость ветра u с достаточной для практики точностью представляется в виде

$$K_z=\nu+K_1\frac{z}{z_1},\quad \text{при } z\leqslant h;\qquad K=\nu+K_1\frac{h}{z_1},\quad \text{при } z>h;\qquad u=u_1\frac{\ln z/z_0}{\ln z_1/z_0}, \tag{26.7.4}$$

где ν — молекулярная вязкость, z_0 — шероховатость подстилающей поверхности; K_1 и u_1 соответственно K_z и u на высоте $z=z_1$ (обычно принимается $z_1=1$ м).

При решении (26.7.1) горизонтальная составляющая K_y определяется из соотношения $K_y=K_0u$. Затем концентрация осредняется по времени с учетом колебания направления ветра в горизонтальной плоскости с дисперсией φ_0^2. В результате следует, что эффект осреднения эквивалентен принятию условия $K_y\approx\varphi_0^2xu$. Это позволяет в (26.7.1), (26.7.2) разделить переменные x, z и y и свести задачу к решению двумерного уравнения для концентрации выброса от линейного источника. Концентрация $q(x, y, z)$ для точечного источника определяется из соотношения

$$q(x,\ y,\ z)=\frac{q'(x,\ z)}{2\sqrt{\pi}\,\varphi_0x}e^{-\frac{y^2}{2\varphi_0^2x^2}}. \tag{26.7.5}$$

На основании численного интегрирования (26.7.1) устанавливаются аппроксимационные формулы для приземной концентрации в зависимости от координат и входных параметров. Отдельно рассматриваются случаи тяжелых примесей, для которых характерна скорость оседания w_g, и несохраняющейся примеси, если в уравнении (26.7.1) $\alpha\neq0$. Из полученных таким образом результатов следует, например, что для приподнятых над землей источников, к которым относится большая часть промышленных выбросов, наибольшие значения наземной концентрации достигаются на некотором расстоянии от источника в случае развитой турбулентности при падении температуры воздуха с высотой.

При наличии сложного рельефа задача решается с помощью обобщенных уравнений диффузии, движения, притока тепла и баланса турбулентности с учетом криволинейности границы подстилающей поверхности.

Для ряда частных случаев, в которых используются упрощенные выражения для скорости ветра и коэффициента обмена, наряду с численным решением получено аналитическое решение указанного уравнения атмосферной диффузии (26.7.1). Так, если K_z линейно растет с высотой $K_z=K_1z$, а скорость ветра u изменяется по степенному закону ($u=u_1z^n$), приземная концентрация (при $z=0$) легкой примеси ($w_g=0$) в случае источника эффективной высоты H определяется по формуле

$$q=\frac{M}{(1+n)\,K_1\varphi_0x^2\sqrt{2\pi}}\times\exp\left(-\frac{u_1H^{1+n}}{K_1(1+n)^2x}-\frac{y^2}{2\varphi_0^2x^2}\right), \tag{26.7.6}$$

где M — мощность источника.

Из полученного решения следует, что на расстоянии $x=x_m$ достигается максимум концентрации q_m. В случае когда K_z и u приближенно определяются соотношениями (26.7.4),

$$q_m=0{,}3\frac{MK_1}{u_1^2\varphi_0}H^{-2{,}4},\quad x_m=0{,}4\frac{u_1}{K_1}H^{1{,}2}. \tag{26.7.7}$$

Для практических целей важно решить задачу о распространении примеси в условиях, при которых достигается наибольшая концентрация примеси от рассматриваемого источника в приземном слое воздуха $C_м$.

Если

$$C_м+C_ф\leqslant \text{ПДК}, \tag{26.7.8}$$

где $C_ф$ — фоновая концентрация, определяемая действием остальных источников, кроме рассматриваемого, ПДК — предельно допустимая концентрация, то и для других условий необходимые требования к качеству воздуха соблюдаются. При рассмотрении разовых концентраций учитываются и разовые значения ПДК, которые относятся к 20—30-минутному интервалу времени. Поэтому указанное выше осреднение концентрации q, полученное в результате решения (26.7.1), осуществляется за 20-минутный период при соответствующем значении φ_0. Использование зависимости φ_0 от времени осреднения позволяет получить соотношения между значениями концентрации, отнесенными к различным промежуткам времени.

Для определения наибольшей концентрации $C_м$ сначала из решения, полученного для максимума наземной концентрации q_m на расстоянии x_m от источника, с учетом начального подъема ΔH и условия $\partial q_m/\partial u=0$, определяется наибольшее значение q_m и соответствующая ему опасная скорость ветра $u_м$. Кроме того, ставится еще условие $\partial q_m/\partial K_z=0$, позволяющее установить и неблагоприятные условия стратификации. Согласно сказанному выше, для высотных источников $C_м$ достигается при падении температуры воздуха с высотой. В результате были получены расчетные формулы для концентрации легкой и тяжелой примеси.

В работах [14, 47] проводится классификация источников по высоте: наземные источники — высотой до 2 м, низкие — 2—10 м, средней высоты — 10—50 м и высокие — более 50 м. При этом под наземной концентрацией понимается концентрация, определенная в нижнем 2-метровом слое воздуха. Максимум наземной концентрации $C_м$ определяется по формуле

$$C_м=\frac{AMFmn\eta}{H^2\sqrt[3]{V_1\,\Delta T}}, \tag{26.7.9}$$

где

$$A=0{,}3\,(k_1/u_1\varphi_0)_{u_1=2\ м/с},$$

A — коэффициент, зависящий от температурной стратификации атмосферы; F — безразмерный коэффициент, учитывающий скорость оседания вредных веществ в атмосферном воздухе; m и n — коэффициенты, учитывающие условия выхода газовоздушной смеси из устья источника выброса; H — геометрическая высота источника (для наземных источников принимается $H=2$ м); η — безразмерный коэффициент, учитывающий влияние рельефа местности (в случае ровной или слабопересеченной местности с перепадом высот, не превышающим 5 м на 1 км, $\eta=1$); V_1 — расход газовоздушной смеси в единицу времени $\left(V_1=\frac{\pi D^2}{4}\right.$, где D — диаметр устья источника выброса).

Значения коэффициента A, соответствующее неблагоприятным метеорологическим условиям, при которых концентрация вредных веществ в атмосферном воздухе максимальная, указаны ниже. Если $C_м$ выражена в мг/м³, M — в г/с, V_1 — в м³/с, H — в м, то на территории СССР максимумы достигаются в областях с наиболее резко выраженным характером антициклонических условий погоды (с интенсивным турбулентным обменом, сочетанием штилей и приподнятых инверсий и т. д.). К ним относятся районы Средней Азии южнее 40° с. ш., Бурятская АССР и Читинская область. По мере ослабления указанных характеристик погодных условий значения A, как правило, уменьшаются. Значение $A = 200$ принимается почти для всей остальной части Азиатской территории Советского Союза, а также для его европейской части, включая районы РСФСР южнее 50° с. ш. Принимается $A = 180$ — для европейской территории СССР и Урала от 50 до 52° с. ш., за исключением попадающих в эту зону перечисленных выше районов и Украины; $A = 160$ — для европейской территории СССР и Урала севернее 52° с. ш. (за исключением центра европейской части), а также для Украины (для расположенных на Украине источников высотой менее 200 м в зоне 50—52° с. ш. — 180, а южнее 50° с. ш. — 200); $A = 140$ — для Московской, Тульской, Рязанской, Владимирской, Калужской, Ивановской областей.

Для зарубежных территорий значения коэффициента A рекомендуется принимать по сходным климатическим условиям, определяющим интенсивность турбулентного обмена в пограничном слое атмосферы. Коэффициент F зависит от скорости оседания примеси w_g и равен единице для газов и мелкодисперсных примесей. Для тяжелых примесей, таких, как пыль и зола, F зависит от размеров частиц, связанных обычно с КПД пыле- и газоуловителей. При КПД более 90 %, равном 75—90 % и менее 75 % значения F соответственно равны 2, 2,5 и 3.

Коэффициенты m и n — вспомогательные, они определяются через параметры

$$f = 10^3 \frac{w_0^2 D}{H^2 \Delta T}, \quad V_м = 0{,}65 \sqrt[3]{\frac{V_1 \Delta T}{H}},$$

$$V'_м = 1{,}3 \frac{w_0 D}{H}, \quad f_e = 800 (V'_м)^3. \qquad (26.7.10)$$

Коэффициент m определяется по формуле

$$m = (0{,}67 + 0{,}1\sqrt{f} + 0{,}34\sqrt[3]{f})^{-1} \quad \text{при } f < 100,$$

$$m = 1{,}47 f^{-\frac{1}{3}} \quad \text{при } f \geqslant 100. \qquad (26.7.11)$$

Для $f_e < f < 100$, m вычисляется при $f = f_e$. Коэффициент n при $f < 100$ определяется по рис. 26.7.1 в зависимости от $V_м$, а при $f > 100$ — от $V'_м$.

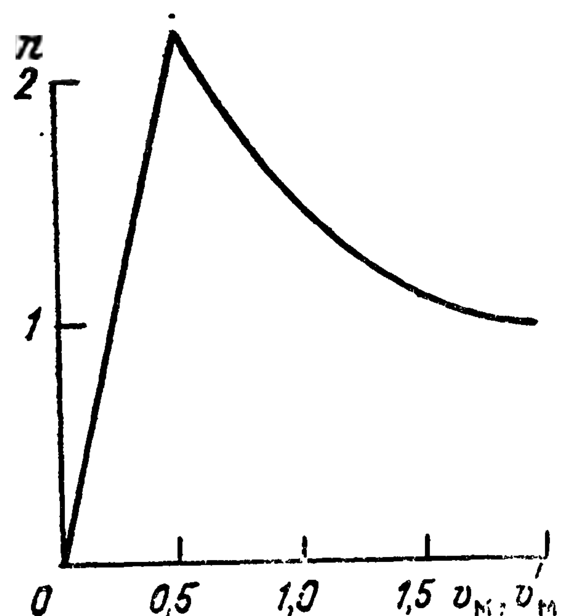


Рис. 26.7.1. График для определения коэффициента n.

Расстояние $x_м$, на котором достигается $C_м$, определяется по формуле

$$x_м = \frac{5 - F}{4} dH, \qquad (26.7.12)$$

где безразмерный коэффициент d при $f < 100$ находится по формулам:

$$d = 2{,}48 (1 + 0{,}28\sqrt[3]{f_e}) \quad \text{при } V_м \leqslant 0{,}5 \text{ м/с},$$

$$d = 4{,}95 V_м (1 + 0{,}28\sqrt[3]{f_e}) \quad \text{при } 0{,}5 < V_м \leqslant 2 \text{ м/с},$$

$$d = 7\sqrt{V_м} (1 + 0{,}28\sqrt[3]{f_e}) \quad \text{при } V_м > 2 \text{ м/с}.$$

При $f > 100$ или $\Delta T \approx 0$ значение d находится по формулам:

$$d = 5{,}7 \quad \text{при } V'_м \leqslant 0{,}5,$$

$$d = 11{,}4 V'_м \quad \text{при } 0{,}5 < V'_м \leqslant 2,$$

$$d = 16\sqrt{V'_м} \quad \text{при } V'_м > 2.$$

Значение опасной скорости $u_м$ на уровне флюгера (обычно на высоте 10 м от поверхности Земли), при которой достигается наибольшее значение приземной концентрации вредных веществ $C_м$, в случае $f < 100$ определяется по формулам:

$$u_м = 0{,}5 \quad \text{при } V_м \leqslant 0{,}5 \text{ м/с},$$

$$u_м = V_м \quad \text{при } 0{,}5 < V'_м \leqslant 2 \text{ м/с},$$

$$u_м = V_м (1 + 0{,}12)\sqrt{f} \quad \text{при } V_м > 2 \text{ м/с}. \qquad (26.7.13)$$

При $f \geqslant 100$ или $\Delta T \approx 0$ значение $u_м$ вычисляется по формулам:

$$u_м = 0{,}5 \quad \text{при } V'_м \leqslant 0{,}5 \text{ м/с},$$

$$u_м = V'_м \quad \text{при } 0{,}5 < V'_м \leqslant 2 \text{ м/с},$$

$$u_м = 2{,}2 V'_м \quad \text{при } V'_м > 2 \text{ м/с}. \qquad (26.7.14)$$

Для мощных нагретых выбросов, характерных для таких источников, как тепловые электростанции, металлургические заводы и т. д., обычно $u_м = 3$—5 м/с, для сравнительно холодных выбросов от вентиляционных устройств на химических и других предприятиях $u_м = 1$—2 м/с.

Приземная концентрация C для различных x, y и $u \neq u_м$ при неблагоприятной стратификации в общем случае определяется по формуле

$$C = C_м r s_1 (x / p x_м) s_2 (y/x). \qquad (26.7.15)$$

Коэффициенты r и p находятся по рис. 26.7.2, а функция s_1 — по рис. 26.7.3.

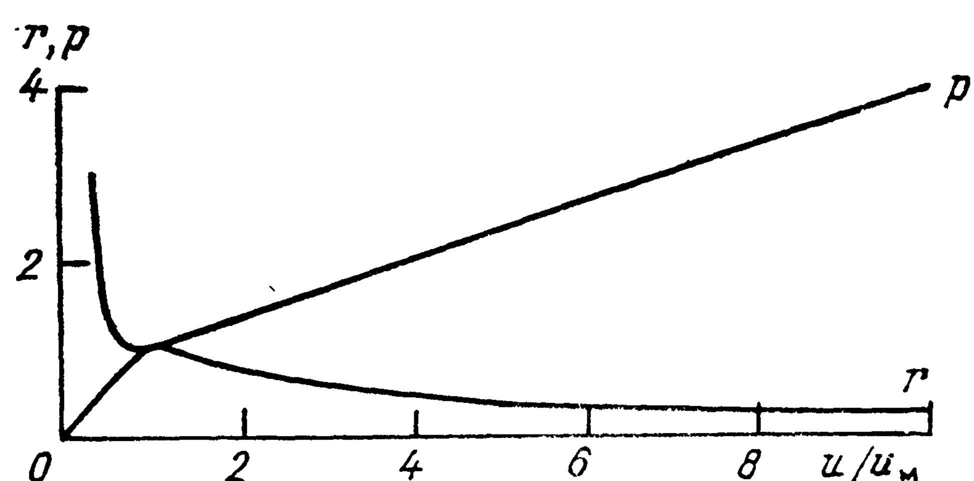


Рис. 26.7.2. Графики для определения коэффициентов r и p.

В случае низких и наземных источников при значениях $x/x_м < 1$ величина s_1 заменяется на $s_1^н$, где

$$s_1^н = 0{,}125 [10 - H + 0{,}125 (H - 2) s_1] \quad \text{при } 2 \leqslant H < 10.$$

Функция s_2 определяется по рис. 26.7.4 в зависимости от t_y, где

$$t_y = u \left(\frac{y}{x}\right)^2 \quad \text{при } u \leqslant 5 \text{ м/с и } t_y = 5 \left(\frac{y}{x}\right)^2 \quad \text{при } u > 5 \text{ м/с}.$$

Поправочный на рельеф коэффициент η определяется по формуле

$$\eta = 1 + \varphi_1 (\eta_m - 1), \qquad (26.7.16)$$

где η_m определяется по табл. 26.7.1 в зависимости от форм рельефа, сечения которых представлены на рис. 26.7.5 и безразмерных величин $n_1 = H/h_0$ и $n_2 = a_0/h_0$, где H — высота источника, h_0 — высота (глубина) препятствия, a_0 — полуширина гряды, холма, ложбины или протяженность бокового склона уступа, x_0 — расстояние от середины препятствия в случае гряды или ложбины и от верхней кромки склона в случае уступа до источника (см. рис. 26.7.5). Значение функции φ_1 определяется в зависимости от отношения $|x_0|/a_0$ по графикам (см. рис. 26.7.5), соответствующим различным формам рельефа. Если источник расположен на верхнем плато

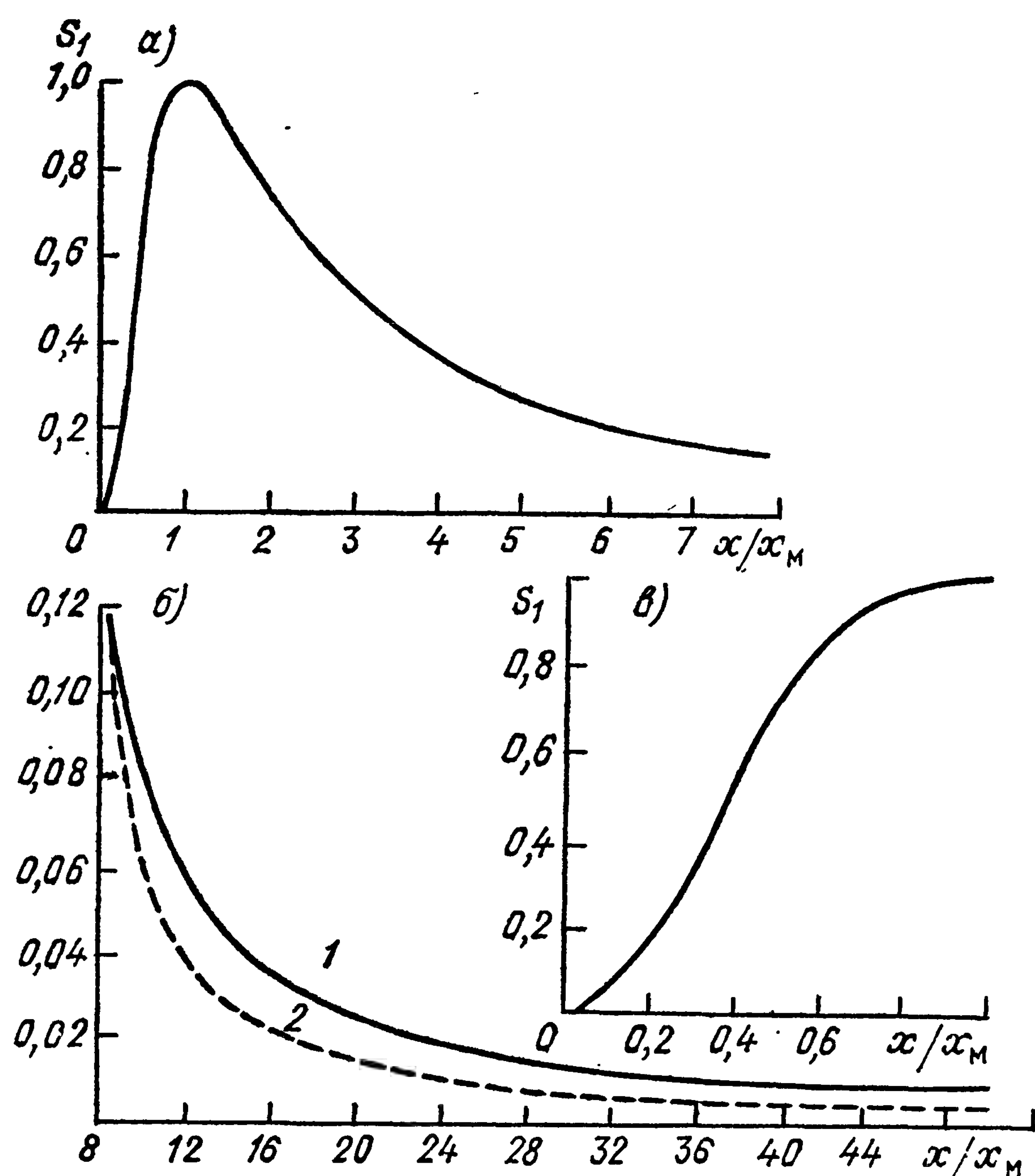


Рис. 26.7.3. Графики для определения функции S_1.
б: *1* — легкая примесь, *2* — тяжелая.

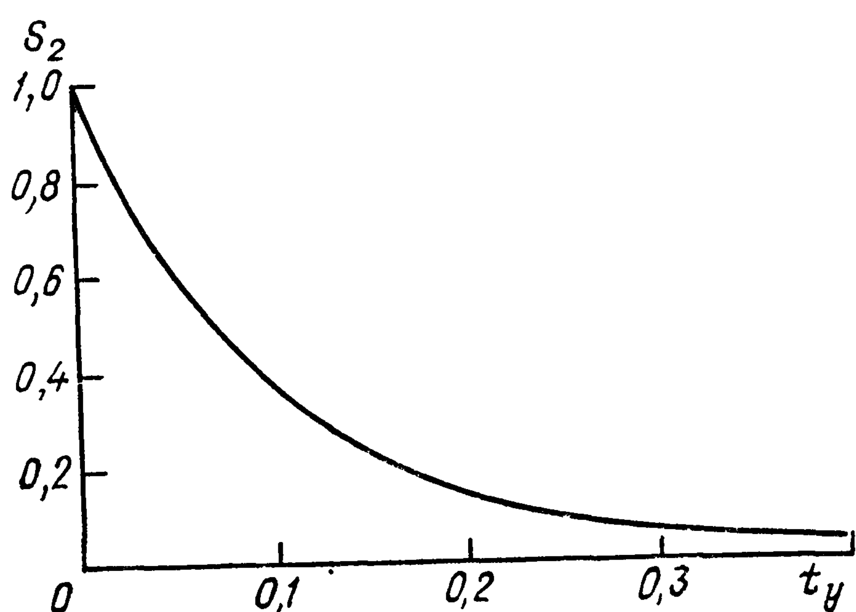


Рис. 26.7.4. График для определения функции S_2.

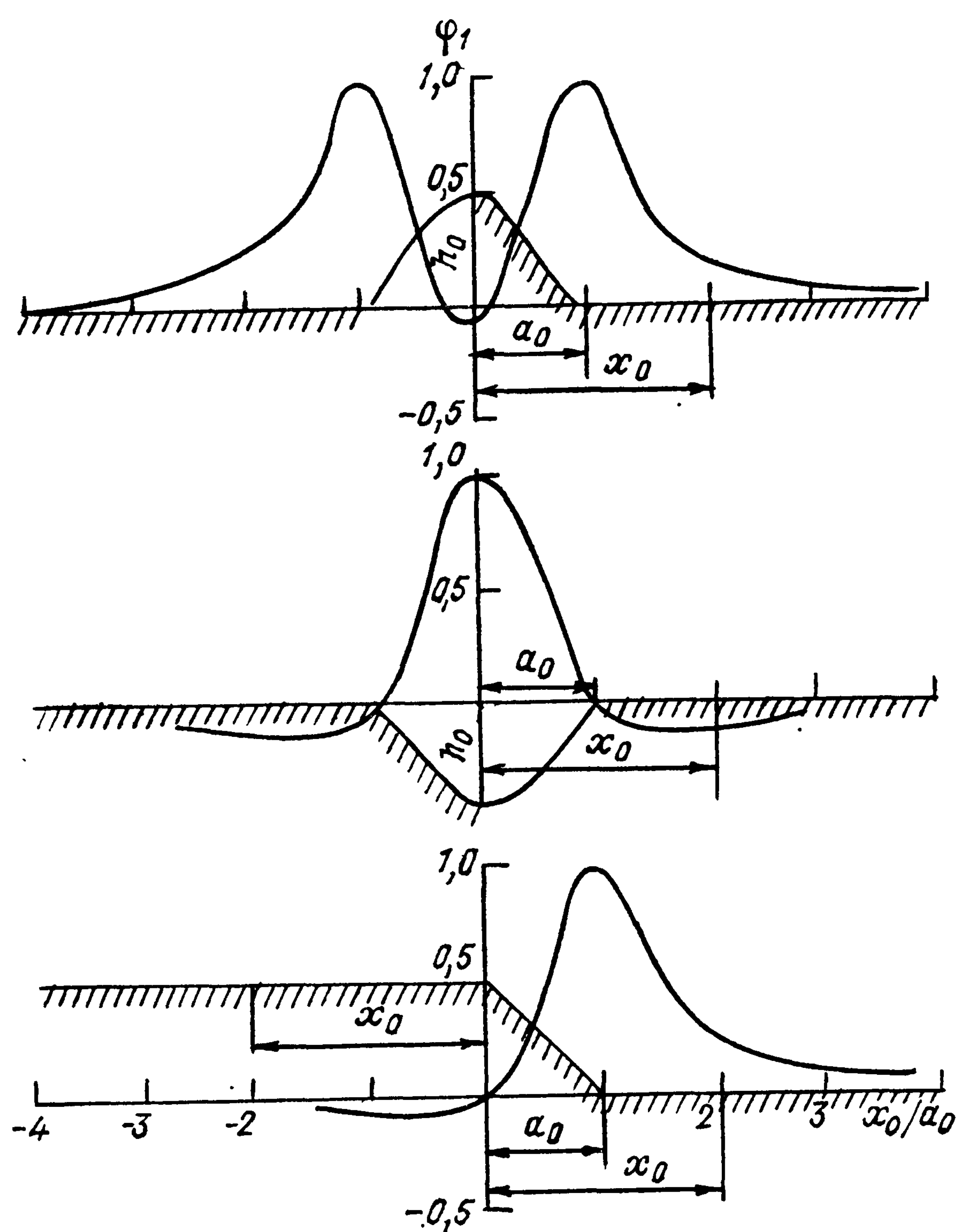


Рис. 26.7.5. Графики для определения функции $\varphi_1(|x_0|/a_0)$.

Таблица 26.7.1

Значения поправочного коэффициента η_m в зависимости от n_1 и n_2

n_1	Ложбина (впадина)				Уступ				Гряда (холм)			
	n_2											
	4—5	6—9	10—15	16—20	4—5	6—9	10—15	16—20	4—5	6—9	10—15	16—20
<1,5	4,0	2,0	1,6	1,3	3,5	1,8	1,5	1,2	3,0	1,5	1,4	1,2
0,6—1	3,0	1,6	1,5	1,2	2,7	1,5	1,3	1,2	2,2	1,4	1,3	1,0
1,1—2,9	1,8	1,5	1,4	1,1	1,6	1,4	1,2	1,1	1,4	1,3	1,2	1,0
3—5	1,4	1,3	1,2	1,0	1,3	1,2	1,1	1,0	1,2	1,2	1,1	1,0
>5	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

уступа, в качестве аргумента функции φ_0 вместо $|x_0|/a_0$ принимается — x_0/a_0.

Если препятствия представляют собой гряды (ложбины), вытянутые в одном направлении, значения h_0 и a_0 определяются для поперечного сечения, перпендикулярного этому направлению. Если изолированное препятствие представляет собой отдельный холм (впадину), то h_0 выбирается соответствующим максимальной (минимальной) отметке препятствия, а n_2 — максимальной крутизне склона, обращенного к источнику.

Для источников выброса, расположенных в зоне влияния нескольких изолированных препятствий, определяются значения η для каждого препятствия и используется максимальное из них.

Расстояние $x_{\text{м}}^{\text{р}}$, на котором достигается максимум концентрации в условиях сложного рельефа, вычисляется по формуле

$$x_{\text{м}}^{\text{р}} = \frac{1,1 x_{\text{м}}}{\sqrt{0,2+\eta}}. \qquad (26.7.17)$$

Граница зоны влияния рельефа x_r, т. е. расстояние от источника, до которого существенно возмущение потока неровностями подстилающей поверхности, связано с $x_{\text{м}}$ и η соотношением

$$x_r = 6,2 x_{\text{м}} \sqrt{\eta - 1}. \qquad (26.7.18)$$

Концентрация примеси от рассредоточенных по площади источников рассчитывается на основе суперпозиции ее полей, вычисленных для каждого источника в отдельности. С данной целью разрабатываются специальные программы расчета с помощью ЭВМ, которые позволяют учитывать весьма большое число источников, характерное для промышленных городов и районов. При этом алгоритм вычисления строится таким образом, чтобы существенно экономить машинное время. В частности, предусматривается отказ от формального перебора всевозможных направлений и скоростей ветра.

Приведенные результаты относятся к указанным выше нормальным метеорологическим условиям, когда выполняются соотношения (26.7.4). Отдельно рассматриваются аномально опасные условия вертикального распределения коэффициента обмена, температура воздуха и скорость ветра, в том числе случаи приподнятых инверсий, штилевых слоев, туманы и т. п. Это позволяет при использовании результатов расчета на практике экономно защищать атмосферу от загрязнения. Данные расчетов для неблагоприятных случаев нормальных условий погоды используются при осуществлении мероприятий капитального характера на длительный период времени. При прогнозе же аномально опасных метеорологических условий, которые, как правило, непродолжительны и вероятность наступления которых не превышает 1—2 %, рекомендуется принимать меры эксплуатационного характера по временному сокращению выбросов.

Расчеты концентраций при аномальных условиях выполняются на основе численного интегрирования (26.7.1), но с учетом отклонения в значениях скорости ветра и коэффициента обмена от их «нормального» распределения по высоте (26.7.4).

Аномальные профили скорости ветра характеризуются резким ослаблением или усилением ветра в отдельных слоях воздуха. Наиболее характерным примером является случай штиля у земной поверхности. В этом случае наземную концентрацию от источника высотой H можно приближенно рассчитывать по формулам для случая отсутствия штиля, заменяя в них H на $H—h_1$, где h_1 — высота штилевого слоя, причем

$H > h_1$. Вследствие этого максимум концентрации $C_м$, согласно (26.7.9), возрастает примерно в $\left(\frac{H}{H-h_1}\right)^2$ раз. Другой пример — резкое увеличение скорости ветра на некоторой высоте в пограничном слое атмосферы, так называемые мезоструи, отмечаемые, в частности, ночью у верхней границы приземных инверсий. Расчеты показывают, что влияние таких струй на приземную концентрацию практически мало́ и может быть учтено, если несколько увеличить среднюю по высоте скорость ветра.

Влияние приподнятых инверсий на распространение примеси определяется тем, что в них резко ослабляется турбулентность [4, 48]. Уже из простейшей формулы $K_z = K_{zp}(1-\mathrm{Ri})^{\alpha_1}$, где K_{zp} — значение K_z при равновесной стратификации; $\mathrm{Ri} = \frac{g}{T_g}\frac{dT_a}{dz}\Big/\left(\frac{du}{dz}\right)^2$ — число Ричардсона и α_1 — постоянная, можно заключить, что при $\mathrm{Ri}\to 1$, $K_z \to 0$. К настоящему времени методы расчета турбулентности в слоях приподнятой инверсии мало разработаны. Приближенно из уравнения баланса энергии турбулентности следует, что в инверсионном слое

$$K_z = K_i\left(1-\frac{z-z_i}{L_i}\right)^2, \qquad (26.7.19)$$

где

$$L_i = \sqrt{\frac{6a_1K_i}{A_i^*-A^*}\sqrt{\frac{A_i^*}{c_1}}}, \quad A^* = \left(\frac{du}{dz}\right)^2(1-\mathrm{Ri}),$$

a_1 и c_1 — постоянные, индекс i относится к нижней границе инверсии.

Результаты численного интегрирования (26.7.1) с учетом убывания турбулентного обмена в инверсионных слоях позволяют оценить их задерживающее влияние на распространение примеси. Если такие слои располагаются непосредственно над источником, то наземная концентрация примеси увеличивается в 1,5—2 раза, а иногда и более.

Эффект приподнятой инверсии может оказаться значительно бо́льшим, если учесть ее влияние на начальный подъем ΔH. Дело в том что формула (26.7.3) справедлива в основном для условий от неустойчивой до слабо устойчивой стратификации. При достаточно глубоких инверсиях характер подъема примеси существенно изменяется и, как показывают наши исследования, выбросы из труб не могут подняться выше определенного уровня $z_п$ и как бы достигают некоторого «потолка», при этом

$$z_п = 0{,}61\sqrt{\frac{w_0R_0^2\Delta T}{K_z\frac{dT}{dz}}}. \qquad (26.7.20)$$

Для мощных источников типа труб тепловых электростанций $z_п = 200$—800 м, для сравнительно холодных выбросов малой мощности $z_п = 20$—40 м, поэтому при холодных выбросах может отмечаться значительное загрязнение воздуха при одновременном наличии приподнятых инверсий непосредственно над источником и штиля в приземном слое воздуха.

Влияние туманов проявляется отчасти в том, что они нередко сопровождаются приподнятой инверсией и штилем. Кроме того, растворы ряда примесей, например SO_2, в каплях тумана обладают более высокой токсичностью, а осаждение капель способствует увеличению их приземной концентрации. Расчет загрязнения воздуха при наличии тумана выполняется с помощью уравнения (26.7.1), в котором учитывается член

$$\alpha q = \int_0^\infty P(r)N(r)\,dr, \qquad (26.7.21)$$

где $P(r)$ — количество примеси, поглощенной каплями тумана радиусом r в единицу времени, а $N(r)$ — функция распределения капель по размерам. Поскольку растворимые газы практически полностью поглощаются на поверхности капель, а $N(r) = ar^2\exp(-br)$, где a и b — постоянные, то следует, что $\alpha = 0{,}6\nu\Delta/r_m^2$, где ν — коэффициент молекулярной диффузии воздуха, Δ — водность тумана, r_m — радиус капель тумана, соответствующий максимуму функции $N(r)$.

При исследовании влияния туманов уравнение (26.7.1) с учетом (26.7.2) дополняется уравнением, описывающим изменение температуры и влажности воздуха в пограничном слое атмосферы [4].

Полученные результаты позволяют моделировать процесс образования тумана в сочетании с интенсивным загрязнением воздуха, определяемого термином «смог».

Аналогично рассчитывается поглощение примеси водными каплями облаков нижнего яруса и вымывание ее с осадками. Значительная часть растворимых примесей может выпасть с осадками. Поток примеси к подстилающей поверхности на расстоянии x от источника

$$P_x = \alpha\int_0^\infty q\,dz.$$

Из формулы (26.7.5) и соотношения $\int_0^\infty q^1dz \approx M/u$ следует, что общее количество выпадающей примеси $\Pi = \int_0^\infty\int_0^\infty P_x dx dy$ определяется формулой [9, 10]:

$$\Pi = M\left(1-e^{-\alpha\frac{x}{u}}\right). \qquad (26.7.22)$$

Значения α здесь зависят от интенсивности I и структуры осадков; при изменении I от 0,1 до 10 мм/ч α возрастает от $2\cdot10^{-4}$ до $8\cdot10^{-3}$, или $\alpha\sim I^{0,8}$. Значения α для снега больше, чем для дождя.

Основой для теоретического исследования фотохимических смогов служит решение системы уравнений типа (26.7.1) для концентрации q_i отдельных i-х примесей, участвующих в фотохимических реакциях, с учетом членов α_iq_i, где α_i определяется с помощью соответствующих величин и скоростей реакции.

На основе полученных результатов для расчета разовых концентраций примеси осуществляется моделирование средних концентраций загрязняющих веществ от источников за длительный период, в том числе среднегодовых концентраций $\bar{q}$ и вероятности распределения концентраций за определенные интервалы времени.

В общем случае средняя за период $\bar{\tau}$ концентрация определяется по формуле [5, 47]

$$\bar{q} = \int_0^\infty qP_{\bar{\tau}}(q)\,dq, \qquad (26.7.23)$$

где q — разовая концентрация, $P_{\bar{\tau}}$ — плотность вероятности q.

Из полученного для q решения следует, что приближенно в полярной системе координат (r, φ) среднегодовая концентрация

$$\bar{q} = \frac{P_1(\varphi)}{r}\iint q'(r, u_1, k_1)\,P_2(u_1, k_1)\,du_1\,dk_1. \qquad (26.7.24)$$

Здесь $P_1(\varphi)$ — вероятность направления ветра под углом φ, определяемая по розе ветров; $P_2(u_1, k_1)$ — совместная плотность вероятности значений u_1 и k_1 для данной местности; q' — разовая концентрация от соответствующего линейного источника, которую можно представить в виде

$$q' = q_m'f_1\left(\frac{r}{r_m'}, \frac{H+\Delta H}{h}\right),$$

где q_m' — ее максимум, достигаемый при $r = r_m'$.

Исследования турбулентного режима приземного слоя воздуха для определения $P_2(u_1, k_1)$ проводятся в ГГО по данным градиентных наблюдений специальной сети нескольких десятков метеорологических станций, расположенных в различных климатических зонах СССР. Анализ полученных материалов показывает, что с практически достаточной точностью

$$P_2(u_1, k_1) = \frac{1}{u_1}P'(u_1)\,P''\left(\frac{k_1}{u_1}\right). \qquad (26.7.25)$$

Для примера на рис. 26.7.6 представлен вид функций $P'(u_1)$, $P''\left(\frac{k_1}{u_1}\right)$, $P_1(\varphi)$ (роза ветров) для станций Воейково и Борисполь.

Осреднение результатов для различных станций позволяет определить сравнительно простые аналитические выражения для типовых функций $P'(u_1)$ и $P''\left(\frac{k_1}{u_1}\right)$ в диапазоне реальных изменений величин u_1 и k_1. После подстановки (26.7.25)

в (26.7.24) и выполнения необходимых расчетов с помощью ЭВМ можно получить для $\bar{q}$ выражение, аналогичное (26.7.15):

$$\bar{q} = 2\pi P_1(\varphi)\, q_{\text{м}} s\left(\frac{r}{r_m}\right), \qquad (26.7.26)$$

где $q_{\text{м}}$ — максимум среднегодовой концентрации на расстоянии при круговой розе ветров, а s — функция, аналогичная s_1 в (26.7.15). Это позволяет непосредственно связать $q_{\text{м}}$ с $C_{\text{м}}$ и r_m с $x_{\text{м}}$. Оказывается, что приближенно

$$q_{\text{м}} = C_{\text{м}}\Phi_1(A,\, f)\, r\left(\frac{0{,}8\bar{u}}{u_{\text{м}}}\right),$$

$$r_{\text{м}} = x_{\text{м}}\Phi_2(A,\, f)\, p\left(\frac{0{,}8\bar{u}}{u_{\text{м}}}\right), \qquad (26.7.27)$$

где Φ_1 и Φ_2 — сравнительно простые интерполяционные функции; $\bar{u}$ — средняя годовая скорость ветра; остальные величины те же, что при определении разовых концентраций, в частности значения A совпадают со значениями, приведенными в (26.7.9), а r и p — с функциями в (26.7.15) и приведенными на рис. 26.7.3.

Отношение $q_{\text{м}}/C_{\text{м}}$, которое имеет важное практическое значение, согласно полученным результатам, существенно зависит от H и ΔT. Так, для указанных на рис. 26.7.6 функций

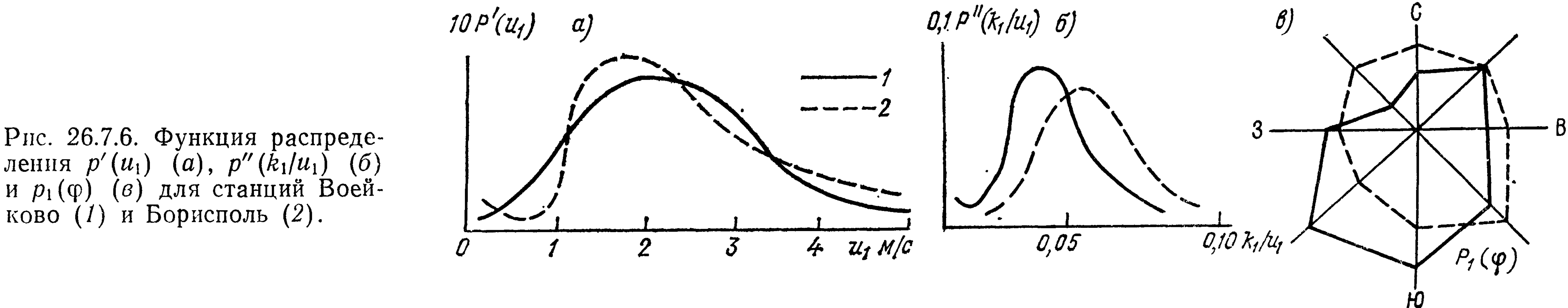


Рис. 26.7.6. Функция распределения $p'(u_1)$ (*а*), $p''(k_1/u_1)$ (*б*) и $p_1(\varphi)$ (*в*) для станций Воейково (*1*) и Борисполь (*2*).

$P'(u_1)$ и $P''(k_1/u_1)$ для ст. Воейково следует, что в случае $H = 150$ м при $\Delta T = 100\,^\circ$C $q_{\text{м}}/C_{\text{м}} = 1/30$, а при $\Delta T = 0$ $q_{\text{м}}/C_{\text{м}} = 1/50$. С учетом розы ветров $P_1(\varphi)$ на рис. 26.7.6 в этих случаях для поля концентрации характерны два максимума на расстоянии $r_{\text{м}} = 5$ км и разных углах φ: больший — на северо-востоке, меньший — на юго-западе.

При определении среднегодовых концентраций, так же как и при определении разовых, можно отдельно учитывать сравнительно непродолжительные случаи аномально опасных метеорологических условий, полагая, что в них должно осуществляться регулирование выбросов. Вместе с тем при интегрировании в (25.7.23) за год следует выделять интервалы времени в зависимости от наличия осадков: один — при сухой погоде, когда сохраняются нормальные условия, т. е. примерно выполняются соотношения (26.7.4), другой — когда примеси вымываются с осадками. Количество вымываемой примеси может быть оценено с помощью формулы (26.7.22), с учетом розы ветров.

Результаты расчета концентрации загрязняющих веществ, выбрасываемых промышленными источниками, используются для установления предельных допустимых выбросов (ПДВ) в атмосферу. Значения ПДВ определяются из условия (26.7.8), согласно которому приземная концентрация выбрасываемых в атмосферу веществ не превышает ПДК. В СССР введен Государственный стандарт на правила установления ПДВ вредных веществ промышленными предприятиями [19]. Если в воздухе городов или других населенных пунктов, где расположены предприятия, концентрации вредных веществ превышают ПДК, а значения ПДВ по объективным причинам не могут быть достигнуты, вводится поэтапное снижение выброса вредных веществ до значений, обеспечивающих ПДК. На каждом этапе до обеспечения ПДВ устанавливают временно согласованные выбросы (ВСВ) на уровне выбросов предприятий с наилучшей технологией производства или на уровне предприятий, аналогичных по мощности и технологическим процессам. Предусматривается, что рассеивание вредных примесей в атмосфере при увеличении высоты выбросов используется лишь после применения всех имеющихся современных технических средств, предназначенных для их сокращения. В соответствии с ГОСТом на ПДВ должны быть разработаны комплексные планы оздоровления атмосферы городов и промышленных районов с учетом выбросов от всех источников. На предприятиях создают системы контроля за источниками выброса и соблюдения ПДВ — в этом одно из достоинств введения системы ПДВ.

Устанавливают ПДВ на основании расчета рассеивания примесей в атмосфере, согласно методике нормирования промышленных выбросов, утвержденной Госкомгидрометом СССР [16].

Для определения фоновой концентрации $C_{\text{ф}}$ в (26.7.8) используется соответствующая методика [17], утвержденная Госкомгидрометом СССР и Минздравом СССР.

В СССР большое значение придается вопросам экспертизы расчетов и практическим атмосфероохранным мероприятиям. В этих целях издан специальный сборник законодательных нормативов и методических документов [42], в которых указаны значения и список принятых в СССР ПДК и ОБУВ, Методика нормирования и определения фоновых концентраций, а также Инструкция о порядке рассмотрения, согласования и экспертизы воздухоохранных мероприятий и выдачи разрешений на выброс загрязняющих веществ в атмосферу по проектным решениям (ОНД 1—84).

За рубежом в последнее время в целях моделирования распространения примесей от источников также все шире начинают использовать численное решение уравнения турбулентной диффузии. Однако в основу нормативных документов загрязнения воздуха промышленными выбросами большей частью положены статистико-эмпирические модели диффузии примеси в атмосфере гауссового типа. Обобщенное представление этих моделей дано в обзорной работе [57], выполненной для ВМО. В [57] отмечается, что такие гауссовы модели и изложенная выше модель Главной геофизической обсерватории, разработанная на основе решения уравнения атмосферной диффузии, получили широкое распространение в мировой практике по использованию результатов моделирования загрязнения атмосферы.

Согласно гауссовой модели концентрация примеси от точечного источника на высоте H выражается формулой

$$C = \frac{M}{2\pi u \sigma_y \sigma_z}\left[e^{-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}} + e^{-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}}\right] e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}, \qquad (26.7.28)$$

где $\sigma_y = \sigma_y(x)$; $\sigma_z = \sigma_z(x)$ — горизонтальная и вертикальная дисперсия примеси. Для определения параметров σ_y и σ_z обычно используются классификации устойчивости приземного слоя воздуха, предложенные рядом авторов. Согласно Пэсквиллу, принимается шесть классов: 1, 2 и 3-й классы относятся соответственно к сильной, умеренной и слабой неустойчивости; 4-й — к равновесному (или безразличному) состоянию; 5-й и 6-й — к слабой и умеренной устойчивости. Каждому классу соответствуют определенные значения скорости ветра u_1 степени инсоляции и времени суток (табл. 26.7.2).

Таблица 26.7.2

Классы устойчивости по Пэсквиллу

Скорость ветра на высоте 10 м, м/с	Степень инсоляции днем			Облачность ночью, баллы	
	сильная	умеренная	слабая	8 (общая) или 4 (нижняя)	7 (общая) или 3 (нижняя)
<2	1	1—2	2	—	—
2—3	1—2	2	3	5	5
3—5	2	2—3	3	4	5
5—6	3	3—4	4	4	4
>6	3	4	4	4	4

Значения $\sigma_y(x)$ и $\sigma_z(x)$ для $10^2<x<10^4$ м выражаются в форме

$$\sigma_y = a_1 x\,(1+b_1 x)^{-\frac{1}{2}},\quad \sigma_z = a_2 x\,(1+b_2 x)^{c_2}. \qquad (26.7.29)$$

В табл. 26.7.3 даны значения коэффициентов a_i, b_i ($i = 1, 2$) и c_2.

Таблица 26.7.3

Значения коэффициентов a_i, b_i ($i=1, 2$) и c_2

Класс по Пэсквиллу	σ_y м		σ_z м		
	a_1	b_2	a_2	b_2	c_2
1	0,22	10^{-4}	0,20	0	0
2	0,16	10^{-4}	0,12	0	0
3	0,11	10^{-4}	0,08	$2\cdot10^{-4}$	0,5
4	0,08	10^{-4}	0,06	$15\cdot10^{-4}$	0,5
5	0,06	10^{-4}	0,03	$3\cdot10^{-4}$	—1
6	0,04	10^{-4}	0,016	$3\cdot10^{-4}$	—1

На рис. 26.7.7 представлены значения σ_y и σ_z по данным Гиффорда. В зависимости от времени осреднения τ принимается

$$\sigma_y(\tau) = \sigma_y(T_0)\,(\tau/\tau)^{0,2},\quad T_0 = 10 \text{ мин}. \qquad (26.7.30)$$

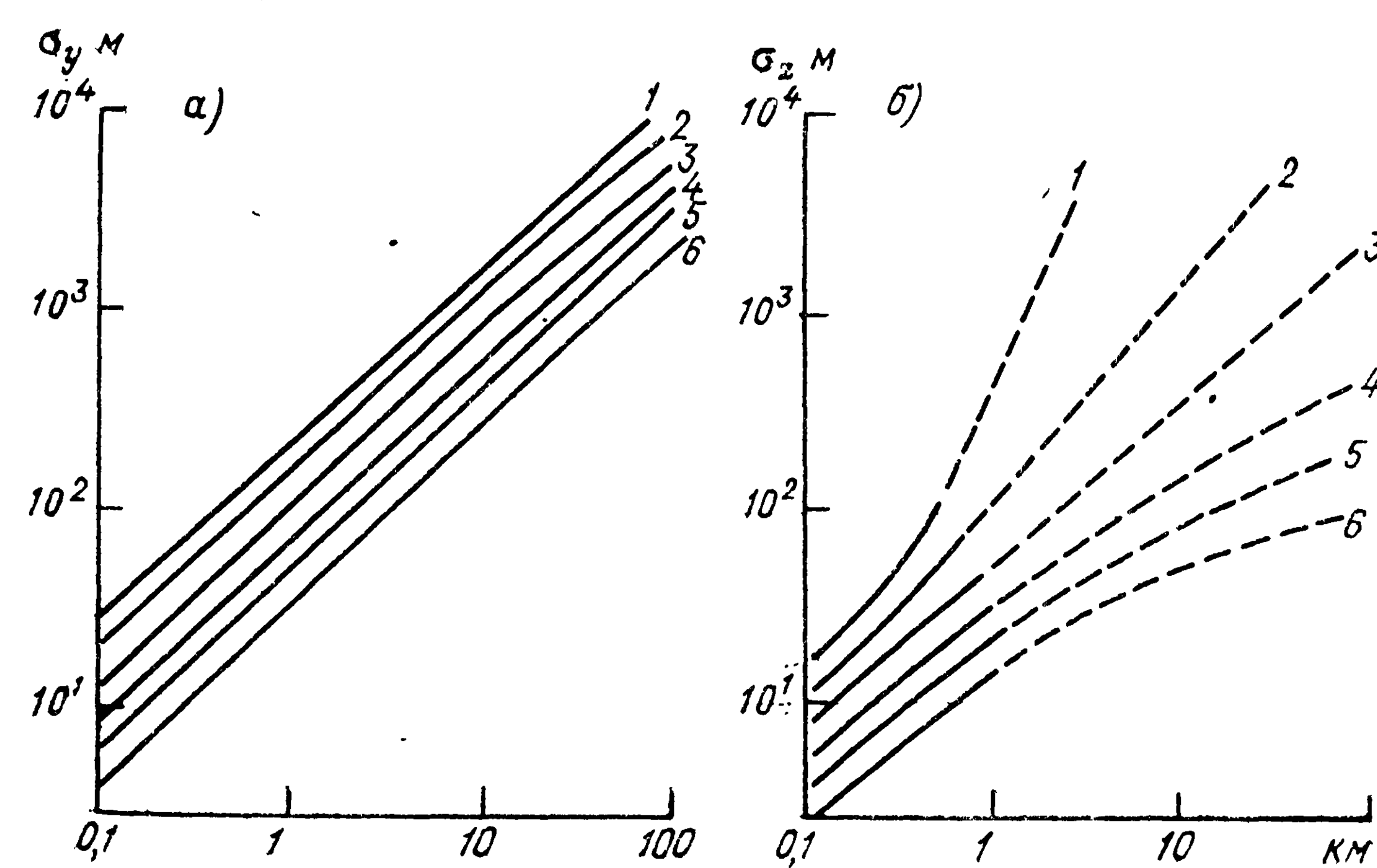


Рис. 26.7.7. Коэффициенты горизонтальной и вертикальной дисперсии σ_y (*а*) и σ_z (*б*).

1—6 — классы устойчивости.

Для условий города значения a_i, b_i ($i = 1, 2$) и c_2 при $10^2<x<10^4$ м даны в табл. 26.7.4.

Таблица 26.7.4

Значения a_i, b_i ($i=1, 2$) и c_2 для города

Класс по Пэсквиллу	σ_y м		σ_z м		
	a_1	b_1	a_2	b_2	c_2
1—2	0,32	$4\cdot10^{-4}$	0,24	10^{-3}	0,5
3	0,22	$4\cdot10^{-4}$	0,20	0	0
4	0,16	$4\cdot10^{-4}$	0,14	$3\cdot10^{-4}$	—0,5
5—6	0,11	$4\cdot10^{-4}$	0,08	$1,5\cdot10^{-4}$	—0,5

Для определения начального подъема факела ΔH используются формулы Бриггса [49], согласно которым для условий, близким к равновесным:

$$\Delta H = 1,54\left(\frac{F_0}{u_*^2}\right)^{2/3} H^{1/3}, \qquad (26.7.31)$$

где $F_0 = \frac{g\,\Delta T}{T_a} w_0 R_0^2$, u_* — скорость трения, H — геометрическая высота источника.

Для устойчивых условий

$$\Delta H = 2,6\left(\frac{F_0}{us}\right)^{\frac{1}{3}}, \qquad (26.7.32)$$

где

$$s = \frac{g}{T_a}\left(\frac{dT_a}{dz} + 0,01 \text{ К/м}\right).$$

При штиле

$$\Delta H = 5,3 F_0^{\frac{1}{4}} s^{-\frac{3}{8}} - R_0.$$

Максимальные концентрации $C_м$, а также расстояние $x_м$ и опасная (критическая) скорость $u_м$ определяется по формулам

$$C_м = \frac{1,1M}{\pi e u H^2}\,\frac{\sigma_z}{\sigma_y}. \qquad (26.7.33)$$

В предположении $\sigma_z = a x_1^b$.

$$x_м = \left(\frac{8}{9a^2}\right)^{\frac{1}{2b}} H^{\frac{1}{b}}, \qquad (26.7.34)$$

$$u_м = 10 F_0^{\frac{1}{3}} H^{-\frac{1}{3}}. \qquad (26.7.35)$$

Из (26.7.35) следует, что для мощных источников (при $F_0 = 10^3$ м³/с³ и $H = 200$ м) $u_м \approx 17$ м/с, а для промышленных источников средней мощности ($F_0 = 10^4$ м⁴/с³, $H = 50$ м) $u_м \approx 5,9$ м/с.

Расчет от совокупности источников, рассредоточенных по территории, выполняется на основе суперпозиции полей концентрации от отдельных источников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баркер К. и др. Загрязнение атмосферного воздуха.— Женева, 1969.
2. Безуглая Э. Ю. Метеорологический потенциал и климатические особенности загрязнения воздуха городов.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— 184 с.
3. Безуглая Э. Ю. Мониторинг состояния загрязнения атмосферы в городах.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.— 200 с.
4. Берлянд М. Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975.— 436 с.
5. Берлянд М. Е. и др. О расчете среднегодовых концентраций примеси в атмосфере от промышленных источников.— Труды ГГО, 1979, вып. 417, с. 3—18.
6. Берлянд М. Е. Контроль и анализ загрязнения атмосферы больших городов.— М.: 1981.— 22 с.
7. Берлянд М. Е. Исследования по метеорологическим аспектам загрязнения в социалистических странах.— В кн.: Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988, с. 3—9.
8. Берлянд М. Е. и др. Вопросы взаимосвязи глобального и локального мониторинга загрязнения атмосферы.— В кн.: Комплексный глобальный мониторинг окружающей среды. Труды II Международного симпозиума. Л.: Гидрометеоиздат, 1982, с. 135—144.
9. Берлянд М. Е. Состояние и пути совершенствования нормирования, контроля и прогноза загрязнения атмосферы.— ОВМ АН СССР, Препринт № 59. М., 1983.— 50 с.
10. Берлянд М. Е. Актуальные вопросы загрязнения атмосферы выбросами электростанций.— Метеорология и гидрология, 1984, № 5, с. 21—32.
11. Берлянд М. Е. Прогноз и регулирование загрязнения атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1985.— 272 с.

12. Берлянд М. Е., Вольберг Н. С. К научным основам централизованного контроля загрязнения воздуха и промышленных выбросов в атмосферу.— Метеорология и гидрология, 1985, № 5, с. 33—41.
13. Берлянд М. Е. и др. Актуальные вопросы совершенствования системы мониторинга фонового загрязнения атмосферы.— В кн.: Комплексный глобальный мониторинг состояния атмосферы. Труды III Международного симпозиума. Л.: Гидрометеоиздат, 1986, т. 2, с. 178—189.
14. Берлянд М. Е. и др. Об усовершенствовании методов расчета загрязнения атмосферы.— Труды ГГО, 1987, вып. 511, с. 3—23.
15. Берлянд М. Е. Новая методика расчета концентраций в атмосферном воздухе вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий.— Бюллетень Строительной техники, 1987, № 7, с. 10—12.
16. Временная методика нормирования промышленных выбросов в атмосферу.— Госкомгидромет, 1982.— 54 с.
17. Временные указания по определению фоновых концентраций вредных веществ в атмосферном воздухе для нормирования выбросов.— М.: Гидрометеоиздат, 1981.— 40 с.
18. ГОСТ 12.1.0.07—76. Система стандартов безопасности труда. Вредные вещества. Классификация и общие требования безопасности.— М.: Госстандарт, 1976.
19. ГОСТ 17.2.3.01—77. Охрана природы. Атмосфера. Правила установления допустимых выбросов вредных веществ промышленными предприятиями.— М.: Госстандарт, 1979.
20. ГОСТ 17.2.1.04—77 (СТСЭВ 3402—81). Охрана природы. Атмосфера. Источники и метеорологические факторы загрязнения, промышленные выбросы. Термины и определения.— М.: Госстандарт, 1984.
21. ГОСТ 17.2.3.01—86. Охрана природы. Атмосфера. Правила контроля качества воздуха населенных пунктов.— М.: Госстандарт, 1987.
22. Гудариан Р. Загрязнение воздушной среды.— М.: Мир, 1979.— 200 с.
23. Даутов Ф. Ф., Ярухлик А. Х. Влияние атмосферных загрязнений на распространенность заболеваний аллергической природы у детей.— Гигиена и санитария, 1980, № 5, с. 82—88.
24. Детри Л. Атмосфера должна быть чистой.— М.: Прогресс, 1973.— 378 с.
25. Ежегодник состояния загрязнения воздуха городов и промышленных центров Советского Союза.— Л.: ГГО, 1989.— 264 с.
26. Ежегодник состояния загрязнения воздуха и выбросов вредных веществ в атмосферу городов и промышленных центров Советского Союза. Том «Выбросы вредных веществ, 1988».— Л.: ГГО, 1989.
27. Израэль Ю. А., Гасилина Н. К. и др. Осуществление в СССР системы мониторинга загрязнения природной среды.— Л., 1978.
28. Израэль Ю. А. и др. Организация в СССР системы контроля природной среды.— Метеорология и гидрология, 1982, № 12, с. 54—62.
29. Израэль Ю. А. Экология и контроль состояния природной среды. 2-е изд.— М.: Гидрометеоиздат, 1984.— 560 с.
30. Израэль Ю. А. и др. Кислотные дожди. 2-е изд.— Л.: Гидрометеоиздат, 1989.— 246 с.
31. Келлер А. Деятельность ВМО по фоновому загрязнению атмосферы, комплексному мониторингу и научным исследованиям.— В кн.: Комплексный глобальный мониторинг состояния атмосферы. Труды III Международного симпозиума. Л.: Гидрометеоиздат, 1986, т. 2, с. 178—189.
32. Лазерный контроль атмосферы.— М.: Мир, 1979.— 416 с.
33. Легасов В. Проблема безопасности развития техносферы.— Коммунист, 1987, № 8.
34. Методика расчета концентраций в атмосферном воздухе вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий (ОНД-86).— Л.: Гидрометеоиздат, 1987.— 94 с.
35. Непреднамеренные воздействия на климат.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.
36. Николаевский В. С., Першина Н. А. Проблема предельно допустимых концентраций загрязнителей, воздействующих на растения.— В кн.: Проблемы фитогигиены и охрана окружающей среды. М., Изд. АН СССР, 1981, с. 117—121.
37. Остромогильский А. Х. и др. Микроэлементы в атмосфере фоновых районов суши и океана. ВНИИГМИ—МЦД, Обнинск, 1981, вып. 2, 41 с.
38. Остромогильский А. Х. и др. Свинец, кадмий, мышьяк, ртуть в окружающей среде. Моделирование глобального круговорота.— В кн.: Мониторинг фонового загрязнения природных сред. Л.: Гидрометеоиздат, 1987, вып. 4.
39. Руководство по контролю загрязнения атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 442 с.
40. Руководство по контролю качества атмосферного воздуха в городах.— Копенгаген, 1980.
41. Ровинский Ф. Я., Егоров В. И. Озон, окислы азота и серы в нижней атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.— 184 с.
42. Сборник законодательных нормативных и методических документов для экспертизы воздухоохранных мероприятий.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.— 320 с.
43. Ставров И. И., Боева М. А. Экологические последствия автомобилизации.— Автотранспорт, 1982, № 2.
44. Стратегия и политика в области уменьшения загрязнения воздуха. Записки секретариата ЕЭК.— Женева, 1985.
45. Указания по расчету рассеивания в атмосфере вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий (СН 369—74).— М.: Стройиздат, 1975.— 44 с.
46. Altshuller A. P. Seasonal and episode in sulfate concentrations (1963—1978) in the Eeastern United States.— Env. Sci. Technol., 1980, v. 14, p. 1337—1349.
47. Berlyand M. E., Genikhovich E. L., Chicherin S. S. Theoretical basis for modelling of annual air pollution parameters.— In: Proc. WMO Conference on Air Pollution Modelling and its Application. V. 11. Techn. Doc. WMO/TD — No. 187, Geneva, 1987, p. 67—74.
48. Berlyand M. E. Air pollution modelling applied to the problems of monitoring and establishing maximum permissible emissions into the atmosphere.— In: Proc. WMO Conference on Air Pollution Modelling and its Application, V. 1. Techn. Doc. WMO/TD — No. 187, Geneva, 1987, p. 19—27.
49. Briggs G. Plume rise. USA EC Division of Techn. Information Extension (TYD — 25075), 1969, 76 p.
50. Environmental Quality 15th annual report of the Council on environmental quality.— Washington, D. C., 1984, 720 p.
51. Europe's environment. Report of the Nordic Council of Ministry.— Stockholm, 1986.— 94 p.
52. Environmental protection in the industrial section in Japan.— JAPCA, 1983.
53. Environmental data report. UN Env. Programme Bas. Blackwell Ltd., 1987, 352 p.
54. Federal register USA. V. 50, Title 40, pt 52, 1974, p. 9672.
55. Global environmental monitoring system of urban air protection 1973—1980.— Geneva, 1984.
56. Geophysical monitoring for climate change, No. 13. NOAA.— Boulder, Colorado, 1986.
57. Hanna S. R. Review of atmospheric diffusion models for regulatory applications.— WMO Techn. Note No. 177, 1982, 42 p.
58. Hanna S. R. A review of air quality model evaluation procedures.— In: Proc. WMO Conference on air pollution modelling and its applications. V. 1. Techn. Doc. WMO/TD No. 187, Geneva. 1987, p. 28—51.
59. Hidy J. M., Brock S. R. An assessment of the global sources of tropospheric aerosols.— In: Proc. 2nd Int. Clean air congress, Washington, D. C., 1971, p. 1088—1097.
60. Manual on urban air management.— Copenhagen, 1976, 200 p.
61. National air quality and emissions trends report, 1987, EPA-450/4-88-001, U. S. Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, NC 277111, March 1989.
62. Mosher J. C., Fisher E. L., Brunelle M. F. Ozone alerts in Los Angeles Country 1955—71.— In: Air Pollution Contr. Ass. Country of Los Angeles, 1972.
63. Pacyna J. M. Long-range transport of heavy metals — modelling and measurement.— Reprints 16th Int. Techn. Meeting on Air Pollution Modelling and its Applications., April 1987, London, FRG.
64. Renderson D. et al. Atmospheric science and power production.— T. J. C. US Dept. of Energy, 1984, 980 p.
65. Robinson E., Robbins R. Emissions,, concentrations and fate of particulate atmospheric pollutants. SRJ Project SCC-8507, 1971.
66. Rotty R. M. A look at 1983 CO_2 emissions from fossil fuels.— Tellus, 1987.
67. Stern A. Air pollution. 3d ed.— Acad. Press. v. 4, 1976.— 800 p.
68. Stern A. et al. Fundamentals of air pollution.— Acad. Press, 1985.— 480 p.
69. Trindade H. et al. Meteorological parameters and concentration of total suspended particulates in the urban air of Rio de Janeiro.— Atm. Environ., 1980, v. 14, N 8, p. 973—978.

Глава 27. АТМОСФЕРНАЯ АКУСТИКА

Атмосферная акустика является одним из разделов акустики, в котором рассматриваются особенности генерации и распространения звуковых волн в атмосфере, а также возможности использования звука для изучения свойств атмосферы.

Распространение акустических волн в атмосфере подчиняется общим законам распространения звука в идеальном газе. Однако такие свойства атмосферы, как непостоянство газового состава, наличие турбулентных движений, вертикальная стратификация плотности, температуры, влажности и скорости ветра приводят к необходимости выделения атмосферной акустики в специальную дисциплину, тесно связанную с проблемами физики атмосферы и теории распространения волн в случайно неоднородных средах.

Наряду с исследованием закономерностей распространения звука большое внимание в атмосферной акустике уделяется решению обратных задач — использованию звуковых волн для изучения структуры атмосферы, для дистанционного измерения ее характеристик. С этой целью созданы специальные технические устройства — акустические локаторы атмосферы, основанные на известном радиолокационном принципе и отличающиеся от локаторов радио и оптического диапазонов волн существенно более сильной чувствительностью к микропульсациям атмосферных параметров (температуры, влажности, скорости ветра).

Диапазон звуковых частот, представляющих практический интерес в атмосферной акустике, довольно широк. Он охватывает область инфразвука (от сверхнизких частот до колебаний с частотой 16—20 Гц), область слышимых человеком колебаний (16 Гц—20 кГц) и простирается в ультразвуковую область частот (свыше 20 кГц).

27.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Звуковыми колебаниями называются колебательные движения частиц среды под действием переменного возмущения в упругой среде [1, 2].

Звуковые колебания в газообразных средах являются продольными колебаниями, т. е. частицы среды колеблются вдоль направления распространения волны.

Область пространства, в котором распространяются звуковые волны, называется акустическим полем. В атмосферной акустике удобным геометрическим представлением является звуковой луч — направление распространения звуковых волн. При этом поверхность, перпендикулярная звуковому лучу и состоящая из точек акустического поля с одинаковой фазой колебания частиц среды, называется фронтом волны. Простейшие типы фронта волны — плоский, сферический, цилиндрический.

К основным характеристикам звукового поля относятся звуковое давление, смещение частиц среды, скорость колебаний и акустическое сопротивление среды.

Звуковым давлением P называется разность между мгновенным значением давления $P_{\text{м}}$ в точке среды при прохождении через нее звуковой волны и статическим давлением P_{c} в той же точке, т. е. $P = P_{\text{м}} - P_{\text{c}}$. Звуковое давление — это сила, действующая на единицу поверхности. Измеряется она в ньютонах на 1 м^2 (Н/м^2). Эта единица называется паскалем (Па). Следует отметить, что в большинстве случаев звуковое давление акустических колебаний в воздухе во много раз меньше атмосферного давления.

Смещением u называется отклонение частиц среды от ее положения под действием проходящей звуковой волны. Смещение измеряется в метрах. Скоростью колебаний называется скорость движения частиц среды под действием проходящей звуковой волны: $v = du/dt$.

Акустическим сопротивлением называется отношение звукового давления P к скорости колебаний v.

Интенсивностью, или силой, звука I называется количество энергии, проходящее в секунду через единицу площади, перпендикулярной к направлению распространения волны. Единицей интенсивности звука является ватт на 1 м^2 (Вт/м^2). Для периодических процессов

$$I = \frac{1}{T_{\text{к}}} \int_0^{t_{\text{к}}} P_{\text{м}} v_{\text{м}}\, dt,$$

где $P_{\text{м}}$ и $v_{\text{м}}$ — мгновенные значения звукового давления и скорости колебаний; $T_{\text{к}}$ — период колебаний.

27.2. СКОРОСТЬ ЗВУКА В АТМОСФЕРЕ

Для неподвижной среды без диссипации исходной системой уравнений, которые описывают движения в сплошных средах, являются уравнения Эйлера [5]:

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\,\mathbf{v} \right] = -\nabla P, \qquad (27.2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0, \qquad (27.2.2)$$

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma}, \qquad (27.2.3)$$

которые представляют собой уравнение движения (27.2.1), уравнение непрерывности (27.2.2) и уравнение состояния (27.2.3). Здесь функции $\mathbf{v}$, P, ρ характеризуют распределение скорости, давления и плотности, а коэффициент $\gamma = C_p/C_v$ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме.

В рамках линейной акустики система (27.2.1)—(27.2.3) допускает достаточно простое решение. В этом случае обычно полагают $P = P_0 + P'$, $\rho = \rho_0 + \rho'$, где P' и ρ' являются малыми добавками. Нелинейными членами, содержащими произведения и степени величин P', ρ', v, пренебрегают. Тогда система (27.2.1)—(27.2.3) сводится к уравнению

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \Delta \varphi = 0. \qquad (27.2.4)$$

Это волновое уравнение, где под функцией φ подразумевается любая из величин v, P', ρ'. Здесь через c^2 обозначено выражение $\gamma P_0/\rho_0$. Общим решением волнового уравнения в одномерном случае является функция вида $\varphi = \varphi_1(t - x/c) + \varphi_2(t + x/c)$ — сумма волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлении оси x.

Для наиболее простого случая плоской волны (фронт волны представляет собой плоскость) волновое уравнение для звукового давления имеет вид

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = 0, \qquad (27.2.5)$$

а типовое частное решение волнового уравнения для волны, распространяющейся в положительном направлении

$$P = P_m e^{i\omega (t - x/c)} = P_m e^{i(\omega t - kx)}, \qquad (27.2.6)$$

где P_m — амплитуда звукового давления, $\omega = 2\pi f$, f — частота колебаний, $k = \omega/c$ — волновое число. Для плоских волн

$$I = \frac{1}{2} P_m^2/\rho c; \quad v = P/\rho c.$$

Коэффициент c в этих выражениях, как это видно, имеет смысл скорости звука (скорости движения волны).

Формула для скорости звука в виде $c = \sqrt{\gamma P/\rho}$ впервые предложена Лапласом. Она получена в предположении, что процесс распространения адиабатичен и изменение температуры в среде, связанное со сжатиями и разрежениями в звуковой волне, не успевает выравниваться за период колеба-

ния. С учетом соотношения для идеальных газов $P/\rho = RT/\mu$ скорость звука может быть представлена в виде

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}, \qquad (27.2.7)$$

где R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярная масса газа, T — абсолютная температура.

Как видно, в этом приближении значение скорости звука не зависит ни от частоты звука, ни от его амплитуды. Для сухого воздуха $\gamma = 1{,}402$, $\mu = 28{,}96$ кг/моль, $R = 8{,}314$ Дж/(моль·К) скорость звука будет

$$c = 20{,}1\sqrt{T}\ \text{м/с}. \qquad (27.2.8)$$

Для воздуха c возрастает примерно на 0,6 м/с при повышении T на 1 °С. При нормальном атмосферном давлении и температуре 0 °С $c = 333$ м/с.

На рис. 27.2.1 приведена зависимость скорости звука от высоты над уровнем моря, а на рис. 27.2.2 — зависимость ее

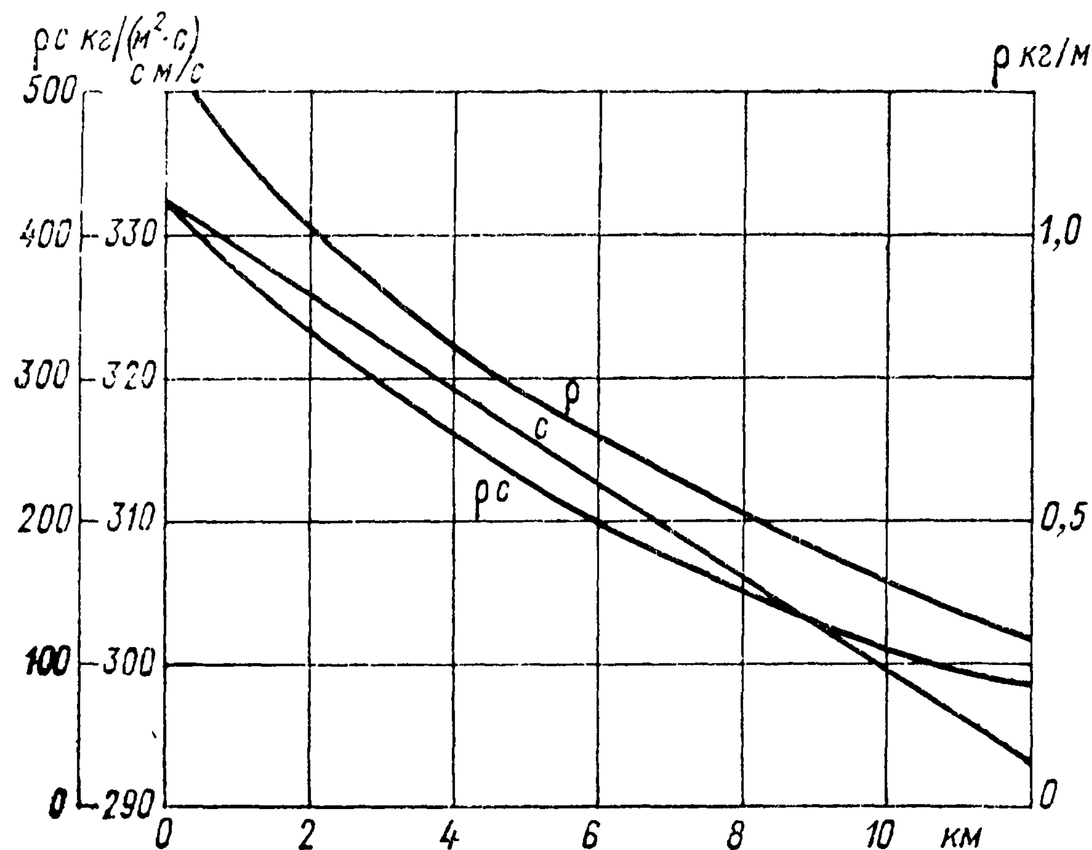


Рис. 27.2.1. Зависимость скорости звука c, плотности воздуха ρ и удельного акустического сопротивления ρc от высоты над уровнем моря (приземная температура равна 0 °С).

от температуры воздуха. Из рис. 27.2.1 следует, что на высоте 10 км скорость звука составляет 90 % от скорости на уровне моря, а из рис. 27.2.2 — что скорость звука изменяется на 10 % при изменении температуры на 50 °С. Для температуры воздуха 15—20 °С и давления 1013 гПа $c = 340$—343 м/с.

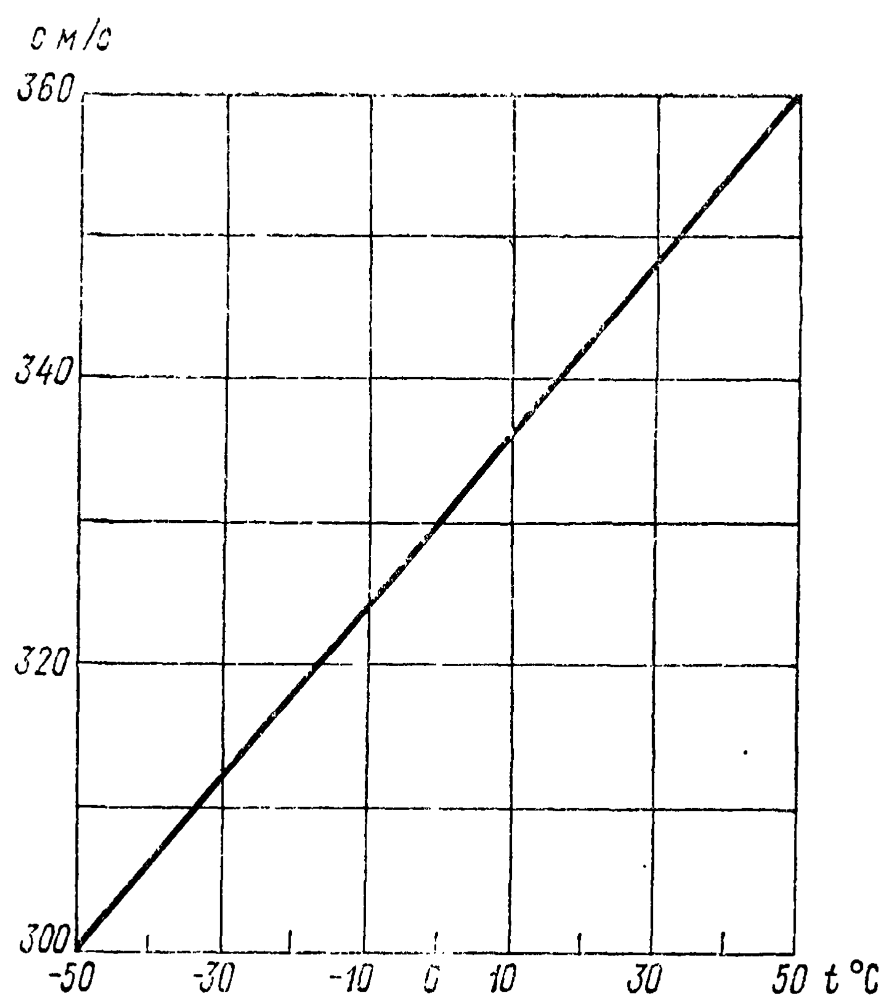


Рис. 27.2.2. Зависимость скорости звука c в воздухе от температуры t для нормального атмосферного давления.

Если рассматривать влияние влажности воздуха на скорость звука, то необходимо принять во внимание зависимость отношения теплоемкостей и плотности воздуха от отношения парциального давления водяного пара e к давлению воздуха P.

В результате во влажном воздухе скорость звука несколько больше, чем в сухом [7]:

$$c_{\text{вл}} = c_{\text{сух}}\left(1 + 0{,}14\,\frac{e}{P}\right). \qquad (27.2.9)$$

Полный вклад водяного пара в скорость звука в целом не превосходит 1 м/с.

Реальная атмосфера из-за наличия ветра представляет собой движущуюся среду, поэтому скорость распространения звуковых волн будет зависеть также от скорости ветра (рис. 27.2.3). На рисунке показано, что если вектор скорости

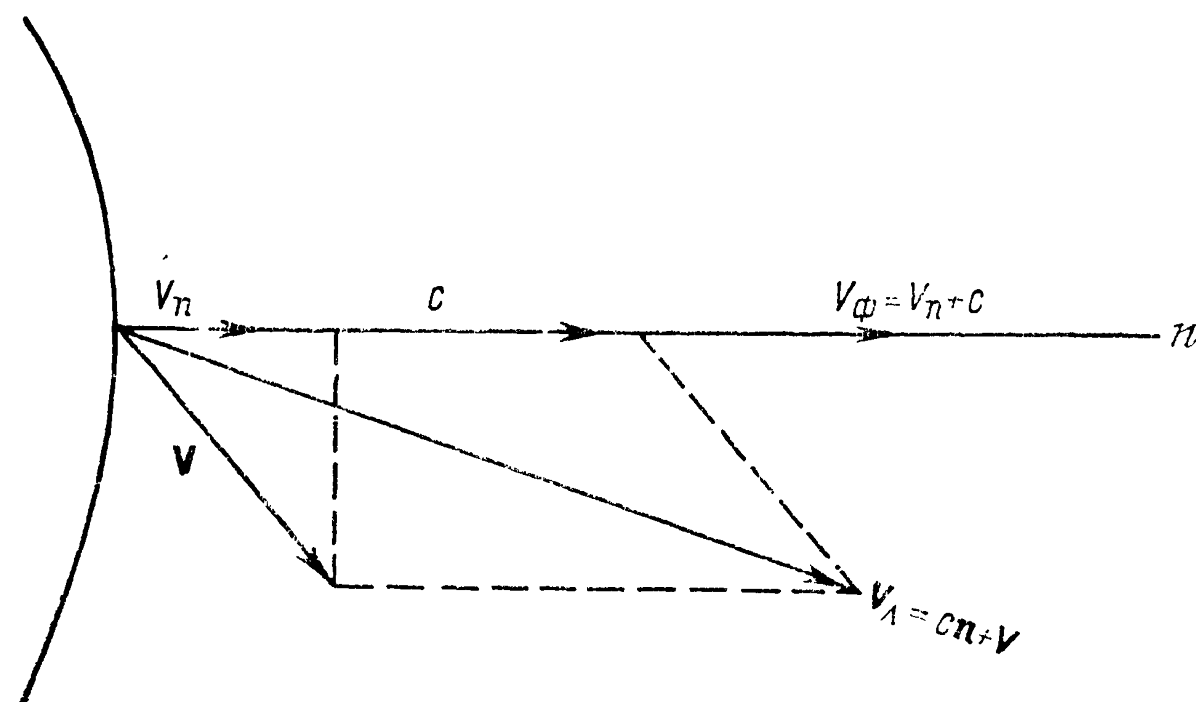


Рис. 27.2.3. Фазовая ($V_ф$) и лучевая ($V_л$) скорости звука в среде, движущейся со скоростью V.

ветра $\mathbf{v}$ образует произвольный угол ψ с единичным вектором нормали к поверхности равной фазы $\mathbf{n}$, то существуют два значения отличающихся скоростей: фазовая скорость $V_ф$ и лучевая скорость $V_л$. Эти значения определяются выражениями [6]

$$V_ф = c + V_n,$$
$$\mathbf{v}_л = c\mathbf{n} + \mathbf{v}. \qquad (27.2.10)$$

Таким образом, фазовая скорость волн равна сумме местной скорости звука и проекции скорости ветра на нормаль к волне. Лучевая скорость равна геометрической сумме местной скорости звука $c\mathbf{n}$ и скорости ветра $\mathbf{v}$.

Физический смысл лучевой скорости состоит в том, что она определяет скорость и направление распространения звуковой энергии.

27.3. ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ

В атмосферных газах, образующих воздушную среду, весьма существенными являются вязкость и теплопроводность, которые не описываются уравнениями (27.2.1)—(27.2.3). Чтобы учесть влияние этих эффектов, необходимо рассматривать процесс распространения упругих колебаний в форме уравнения Навье—Стокса. В этом случае решение учитывает процессы диссипации и показывает, что при распространении звукового излучения в атмосфере происходит постепенное затухание энергии звука. Амплитуда звукового давления P экспоненциально убывает с расстоянием x:

$$P(x) = P(0)\,e^{-\alpha x}, \qquad (27.3.1)$$

где α — коэффициент поглощения звука.

Основные физические механизмы поглощения звука в воздухе достаточно хорошо известны, однако строгой теории поглощения не существует, а имеющиеся эмпирические соотношения разных авторов содержат различные численные коэффициенты.

Поглощение звука в газах разделяют на классическое и молекулярное.

Классическое поглощение обусловлено главным образом механизмами вязкости и теплопроводности. Вязкие потери возникают вследствие сдвиговых напряжений между соседними участками газа, движущимися с разной скоростью. Термические механизмы поглощения связаны с возникающей разностью температур между участками сжатия, где температура

повышается, и участками разряжения, где она понижается. В результате процессы выравнивания при обмене количеством движения, а также теплопередачи между участками сжатий и разрежений приводят к потере энергии звуковой волны.

Впервые теоретическое рассмотрение классического поглощения звука было выполнено Стоксом. Полученное значение коэффициента поглощения определялось коэффициентами вязкости и теплопроводности и было прямо пропорционально квадрату частоты звука. В упрощенном виде это выражение имеет вид

$$\alpha_{\text{кл}} = \frac{53{,}5\eta f^2}{P_0 c}, \qquad (27.3.2)$$

где η — вязкость воздуха, P_0 — атмосферное давление, c — скорость звука, f — частота звука. При обычных атмосферных условиях

$$\alpha_{\text{кл}} = 4{,}24 \cdot 10^{-11} f^2 \ (\text{м}^{-1}). \qquad (27.3.3)$$

В одноатомных газах наблюдаемое поглощение близко к классическому. В многоатомных газах, к которым относится и воздух, экспериментально измеренные значения существенно превышали значения, предсказываемые теорией для коэффициента классического поглощения. Это избыточное поглощение было объяснено процессами релаксации молекул воздуха вследствие возбуждения звуковой энергией вращательных и колебательных степеней свободы молекул. При быстром адиабатическом сжатии и расширении упругой среды не успевает установиться равновесие между всеми степенями свободы молекул, а изменения давления в газе и его плотности не совпадают по фазе. Это и приводит к процессам релаксации и необратимому переходу акустической энергии в тепло. Такое поглощение звука, обусловленное релаксационными процессами в многоатомных газах, получило название молекулярного поглощения.

Наиболее подробные и тонкие экспериментальные исследования общего поглощения звука в воздухе выполнил Харрис. На рис. 27.3.1 в качестве примера приведены полученные

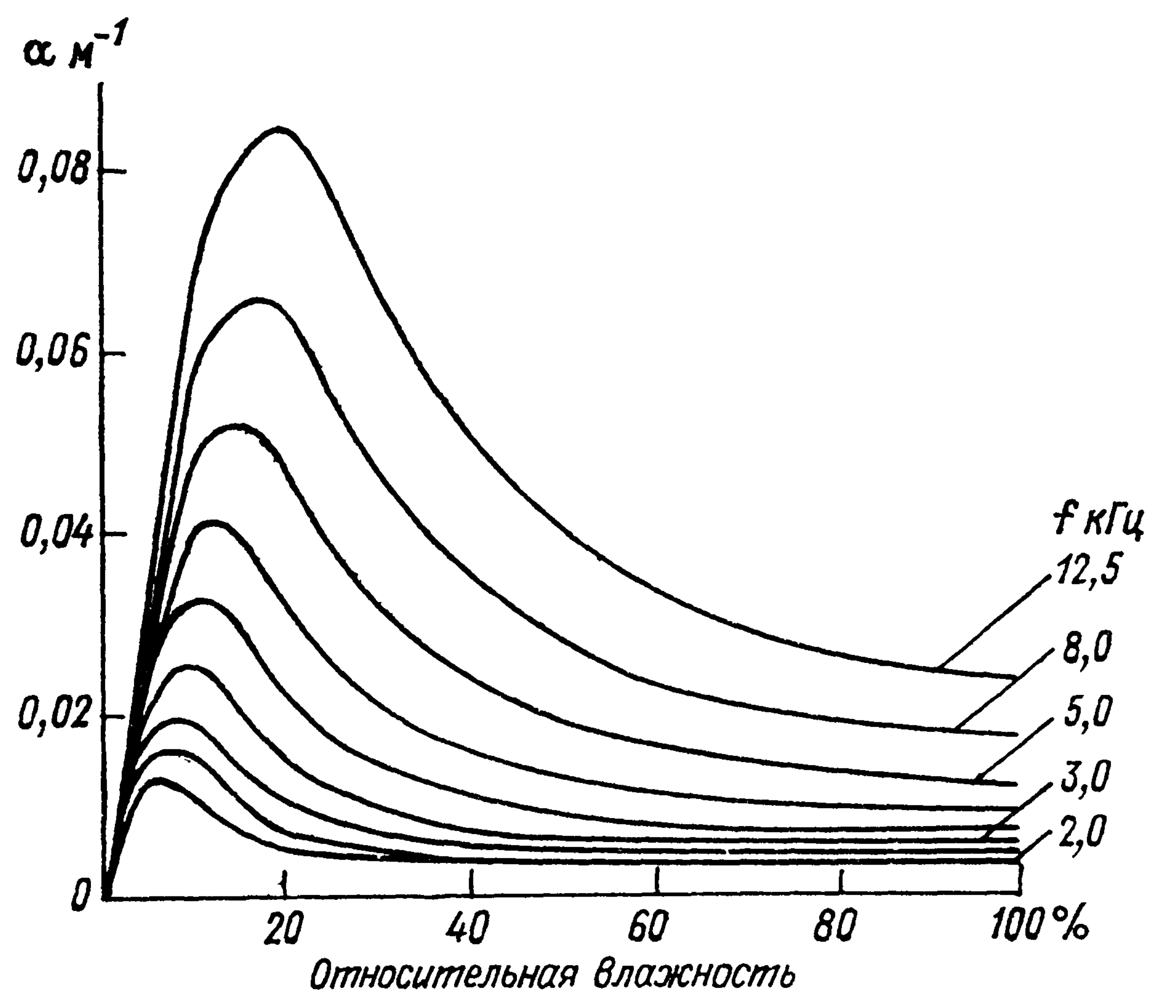


Рис. 27.3.1. Зависимость коэффициента поглощения α от частоты звука f и относительной влажности воздуха. Температура воздуха 20 °С.

им для различных частот значения коэффициента поглощения α для нормального атмосферного давления и температуры 20 °С.

Приведем эмпирические формулы для расчета полного коэффициента поглощения [6]. Полный коэффициент поглощения определяется как

$$\alpha = \alpha_{\text{кл}} + \alpha_{\text{вр}} + \alpha_{\text{кол, O}} + \alpha_{\text{кол, N}}. \qquad (27.3.4)$$

Для воздуха, состоящего в основном из молекул азота и кислорода, коэффициенты $\alpha_{\text{вр}}$, $\alpha_{\text{кол, O}}$, $\alpha_{\text{кол, N}}$ связаны с вращательной и колебательной релаксацией этих молекул.

Коэффициенты $\alpha_{\text{кл}}$ и $\alpha_{\text{вр}}$, практически не зависящие от влажности, объединяются в один коэффициент $\alpha_{\text{к, вр}}$, вычисляемый по формуле

$$\alpha_{\text{к, вр}} = \alpha_{\text{кл}} + \alpha_{\text{вр}} = 1{,}84 \cdot 10^{-11} (T/T_0)^{1/2} f^2 (P_0/P), \qquad (27.3.5)$$

где $T_0 = 293{,}15$ К, $P_0 = 1013$ гПа, f — частота, Гц.

Коэффициент $\alpha_{\text{кол}, i}$ для кислорода и азота (i означает O, либо N) имеет вид

$$\alpha_{\text{кол}, i} = \frac{2\pi\chi_i}{35}\left(\frac{\theta_i}{T}\right)^2 \exp\left(-\frac{\theta_i}{T}\right)\frac{f}{c}\left[\frac{2f/f_{p,i}}{1+(f/f_{p,i})^2}\right]. \qquad (27.3.6)$$

Здесь $f_{p,i}$ — частота релаксации, Гц; $c = 343{,}23\ (T/T_0)^{1/2}$, м/с; θ_i — характерная колебательная температура, К; T — температура воздуха, К; χ_i — молярная концентрация фракции, безразмерная; $\theta_0 = 2239{,}1$ К; $\chi_0 = 0{,}209$; $\theta_N = 3352{,}0$ К, $\chi_N = 0{,}781$.

Зависимость релаксационных частот (Гц) от влажности и температуры выражается следующими формулами:

$$f_{p,0} = \frac{P}{P_0}(24 + 4{,}41 \cdot 10^4 h)\,\frac{0{,}05 + h}{0{,}391 + h},$$

$$f_{p,N} = \frac{P}{P_0}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{-1/2} \times$$

$$\times \left\{9 + 350h \exp\left[-6{,}142\left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\frac{1}{3}} - 1\right]\right\}, \qquad (27.3.7)$$

где $h = e/P$ — молярная концентрация водяного пара, %.

Для наглядности на рис. 27.3.2 приведены графики, рассчитанные по приведенным выше формулам и показывающие зависимость соответствующих коэффициентов поглощения от

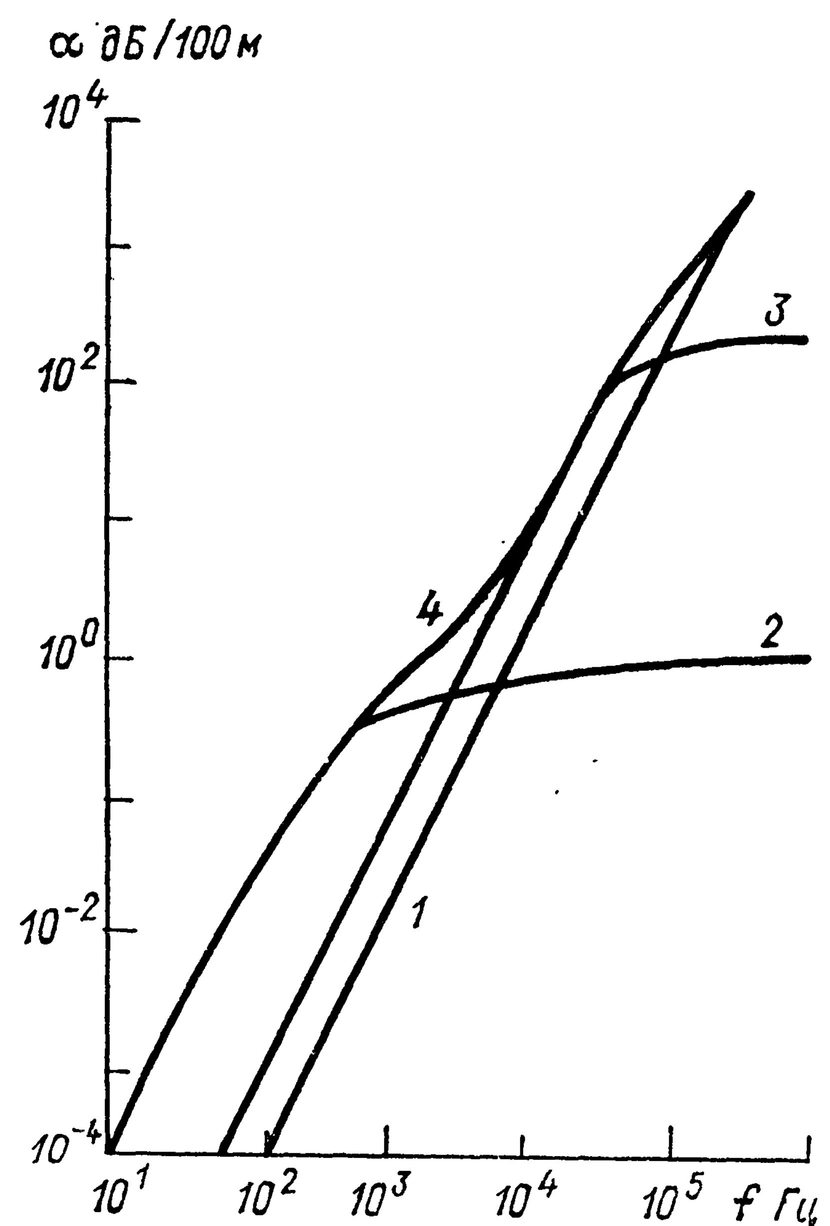


Рис. 27.3.2. Зависимость коэффициентов поглощения от частоты звука f при температуре воздуха 20 °С, относительной влажности 70 %, атмосферном давлении 1013 гПа.

1) $\alpha_{\text{кл}} + \alpha_{\text{вр}}$; 2) $\alpha_{\text{кол,N}}$; 3) $\alpha_{\text{кол,O}}$; 4) α.

частоты звука f. Графики показывают, что в очень широком диапазоне частот классическое поглощение практически не играет роли, а определяющим является молекулярное поглощение вследствие колебательной релаксации молекул воздуха. Однако роль классического поглощения существенно возрастает на ультразвуковых частотах.

27.4. НЕЛИНЕЙНОЕ ОСЛАБЛЕНИЕ ЗВУКА

При распространении в воздухе акустических волн большой амплитуды возникают нелинейные эффекты, приводящие к дополнительному ослаблению звука, которое может существенно превышать молекулярное поглощение. Область сжатия

в звуковой волне всегда перемещается с большей скоростью, чем область разрежения. Эта разница скоростей пренебрежимо мала в случае волн малой интенсивности, которые успевают затухнуть прежде, чем разовьются нелинейные эффекты. Если же акустическое число Маха $M = v_m/c$ (где v_m — амплитуда скорости колебательного движения в волне, c — скорость звука) не слишком мало, то волна уже не распространяется как единое целое, и по мере распространения волны происходит нелинейная деформация ее профиля. На рис. 27.4.1 пока-

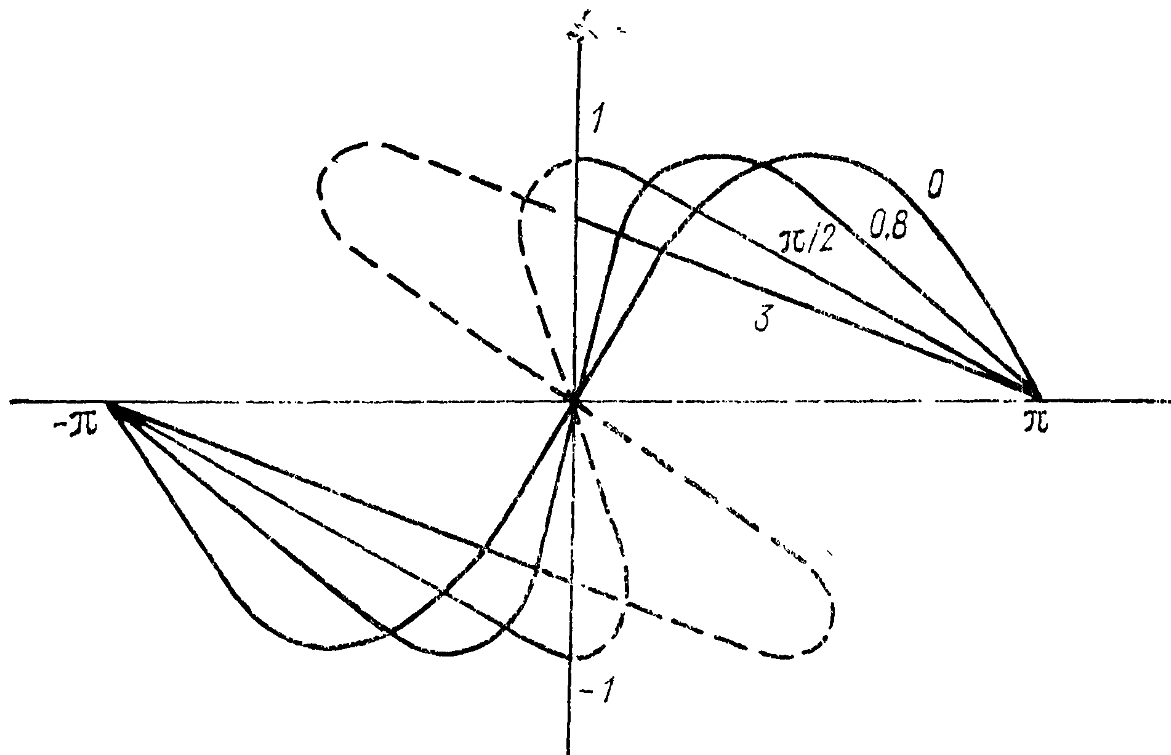


Рис. 27.4.1. Искажение профиля синусоидальной волны в процессе распространения в воздухе.

зано изменение профиля первоначально синусоидальной волны, которая по мере накопления нелинейных искажений приобретает форму, близкую к пилообразной. Параметр ξ на этом рисунке представляет собой безразмерное расстояние, которое определяется через акустическое число Маха и волновое число звуковых колебаний $k = 2\pi/\lambda$ следующим образом:

$$\xi = \varepsilon k M r,$$

где $\varepsilon = (1 + C_p/C_v)/2$ — параметр нелинейности среды (для воздуха $\varepsilon = 1{,}2$). При $\xi = 1$ участок фронта волны вблизи точки $\omega\tau = 0$ (ω — частота колебаний, $\tau = t - x/c$) становится вертикальным, что соответствует разрыву скоростей колебательного движения частиц и звукового давления, т. е. образованию слабой ударной волны. Значение $\xi = 1$ соответствует расстоянию

$$r_P = \frac{1}{\varepsilon k M}, \qquad (27.4.1)$$

которое называется расстоянием образования разрыва плоской волны.

Искажение формы волны означает, что в спектре волны появляются высшие гармоники, в которые перекачивается энергия из основной гармоники. Высшие гармоники поглощаются быстрее первой гармоники, поэтому амплитуда волны начинает быстро убывать. Скорость убывания определяется акустическим числом Рейнольдса:

$$\mathrm{Re} = \frac{v_m \rho}{bk} = \frac{P_m}{b\omega}, \qquad (27.4.2)$$

где ρ — плотность воздуха, P_m — амплитуда звукового давления, ω — звуковая частота, b — коэффициент, зависящий от вязкости и теплопроводности воздуха.

Отметим, что нелинейное ослабление происходит не по экспоненциальному закону и звуковое давление первой гармоники на расстоянии r от источника описывается следующими соотношениями:

для плоской волны

$$P_{\text{пл}} = \frac{P_m(0)}{\varepsilon\,\mathrm{Re}\,\mathrm{sh}\left[\dfrac{1+\xi}{2\varepsilon\,\mathrm{Re}}\right]}; \qquad (27.4.3)$$

для сферической волны

$$P_{\text{сф}} = \frac{r_0}{r}\,\frac{P_m(0)}{\varepsilon\,\mathrm{Re}\,\mathrm{sh}\left[\dfrac{1+\xi\dfrac{r_0}{r}\ln\dfrac{r}{r_0}}{2\varepsilon\,\mathrm{Re}\dfrac{r}{r_0}}\right]}, \qquad (27.4.4)$$

где $P_m(0)$ — давление у источника, r_0 — радиус источника сферической волны.

При очень больших числах Re формулы (27.4.3) и (27.4.4) заменяются на более простые:

$$P_{\text{пл}} = P_m(0)\,\frac{2}{1+\xi}, \quad P_{\text{сф}} = P_m(0)\,\frac{r_0}{r}\,\frac{2}{1+\dfrac{r_0}{r}\ln\dfrac{r}{r_0}}. \qquad (27.4.5)$$

Рост поглощения волны с увеличением ее амплитуды приводит к явлению насыщения: при увеличении интенсивности излучения интенсивность звукового поля в достаточно удаленной точке растет все медленнее, асимптотически приближаясь к некоторому предельному значению $I_{\text{пр}}$. Для плоской волны на расстоянии r от источника, при $\mathrm{Re}\to\infty$

$$I_{\text{пр}} = \frac{\rho c^3}{(\varepsilon k x)^2}.$$

Для оценки нелинейного ослабления в ограниченных звуковых пучках, применяющихся в системах акустического и радиоакустического зондирования атмосферы (см. ниже), вводится еще один параметр N, характеризующий относительный вклад нелинейных и дифракционных эффектов

$$N = \frac{r_{\text{д}}}{r_{\text{р}}},$$

где $r_{\text{д}} = ka^2$, a — начальный радиус пучка.

Чем больше N, тем больше нелинейное ослабление звуковой волны в пучке. При $N \leqslant 0{,}4$ влияние нелинейности незначительно. Увеличение степени нелинейности пучка до значения $N = 1$ приводит к насыщению амплитуды основной гармоники на безразмерном расстоянии $r_{\text{н}} = \dfrac{r}{2r_{\text{д}}} \approx 50$ (при $\mathrm{Re}\to\infty$). Укажем, что предельные мощности акустического излучения, превышение которых не приводит к заметному увеличению звукового давления на расстояниях больше 1 км, на частоте 2 кГц при расходимости пучка примерно 1/10 составляют несколько десятков ватт.

При распространении инфразвуковых волн в верхние слои атмосферы нелинейные эффекты наблюдаются даже при не очень больших начальных мощностях, поскольку из-за падения плотности воздуха ρ с высотой число Маха M растет с высотой.

27.5. РЕФРАКЦИЯ ЗВУКА

Как было показано выше (см. формулы (27.2.10)), скорость звуковых волн относительно неподвижного наблюдателя зависит от скорости звука относительно движущейся среды, скорости ветра и его направления. В метеорологическом аспекте, как следует из (24.2.8)—(24.2.10), это означает, что скорость звука в атмосфере определяется в основном распределением температуры и скорости ветра.

Вопросы рефракции подробно рассматриваются теорией распространения звука в стратифицированной движущейся среде, когда все средние величины — давление, плотность,

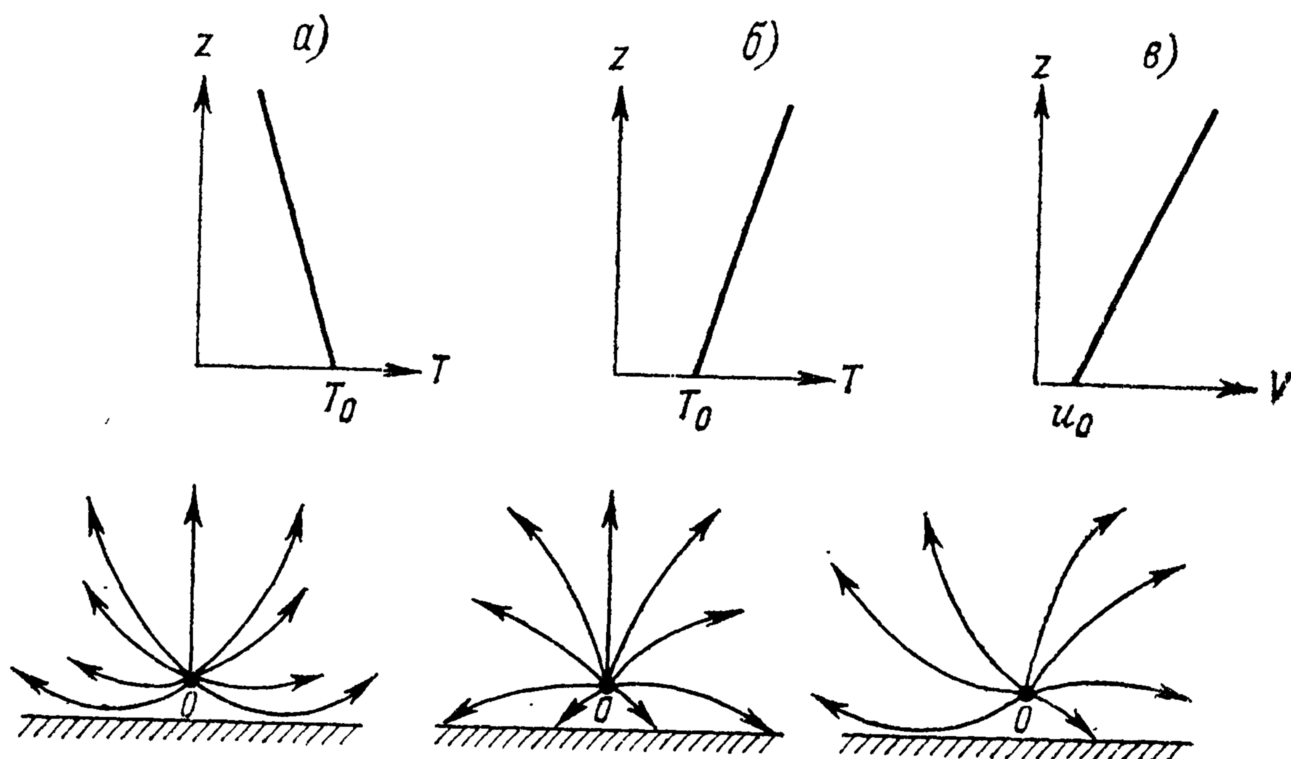


Рис. 27.5.1. Рефракция звуковых лучей в атмосфере при наличии вертикальных градиентов температуры T и скорости ветра V.

температура, скорость ветра — являются функциями только вертикальной координаты. Физически стратификация обусловлена действием силы тяжести, а также трением воздуха о подстилающую земную поверхность.

Действительно, в атмосфере практически всегда наблюдаются заметные вертикальные градиенты температуры и скорости ветра. Это и приводит при распространении звука к искривлению траекторий акустических лучей, т. е. к рефракции звука в атмосфере.

На рис. 27.5.1 в качественном виде показана связь траекторий звуковых лучей с вертикальными профилями температуры T и скорости ветра V. Тогда 0 соответствует расположению источника звука. Результаты показывают, что возрастание скорости ветра с высотой в направлении распространения приводит к отражению звука вниз и способствует сосредоточению акустической энергии у земной поверхности. К этому же приводит и рост температуры воздуха с высотой.

В случае распространения звука против ветра, а также в случае понижения температуры воздуха с высотой звуковые лучи отклоняются к верху, что способствует образованию областей «акустической тени» у поверхности.

27.6. ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКОВЫХ ВОЛН

Атмосфера является сильно турбулизированной средой, в которой все метеорологические поля — температура, скорость ветра, влажность, давление — испытывают случайные пульсации различных масштабов. Это вызывает, согласно соотношениям (27.2.9), (27.2.10), локальные флуктуации скорости звука, которые приводят к рассеянию звуковых волн, к флуктуациям амплитуды и фазы волны, нарушению ее когерентности, к дополнительному ослаблению интенсивности звука в ограниченных пучках.

Определяющее влияние на флуктуации показателя преломления звуковых волн $n' = c'/c_0$ (c_0 — средняя скорость звука в данных условиях, c' — ее флуктуации) оказывают мелкомасштабные неоднородности поля ветра и температуры. Неоднородности крупных масштабов, значительно превышающих длину волны, вызывают рефракцию.

Как показано в теории локально-изотропной турбулентности Колмогорова—Обухова, в атмосфере всегда существует инерционный интервал характерных масштабов турбулентности l:

$$l_0 \ll l \ll L_0, \qquad (27.6.1)$$

в пределах которого турбулентность можно считать однородной и изотропной. Здесь l_0 — внутренний масштаб турбулентности, соответствующий размерам наименьших турбулентных образований, в которых происходит диссипация энергии под действием вязкости и теплопроводности; L_0 — внешний масштаб турбулентности, соответствующий размеру наиболее крупных энергонесущих вихрей.

Для инерционного интервала турбулентности Колмогоровым и Обуховым установлены универсальные законы, позволившие выразить флуктуации параметров звуковой волны через структурные характеристики турбулентности. Определение структурных характеристик скорости ветра C_v^2 и температуры C_T^2 даются «законами 2/3» для структурных функций D_v и D_T:

$$D_v = \overline{[V(x) - V(x+r)]^2} = C_v^2 r^{2/3}, \qquad (27.6.2)$$

$$D_T = \overline{[T(x) - T(x+r)]^2} = C_T^2 r^{2/3}. \qquad (27.6.3)$$

Аналогичному закону подчиняется и структурная функция показателя преломления звуковых волн D_n:

$$D_n = \overline{[n(x) - n(x+r)]^2} = C_n^2 r^{2/3}. \qquad (27.6.4)$$

Структурная характеристика показателя преломления C_n^2 выражается через C_v^2 и C_T^2 следующим образом:

$$C_n^2 = \frac{C_v^2}{C_0^2} + \frac{C_T^2}{4T_0^2}. \qquad (27.6.5)$$

Линеаризованное уравнение для поля давления в звуковой волне, распространяющейся в турбулентной среде (в предположении, что $V'/c \ll 1$, $\omega/\omega_{турб} \ll 1$), записывается в виде:

$$\Delta P + k^2 P = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{T'}{T_0}\frac{\partial P}{\partial x_j}\right) - \frac{2}{ik}\frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k}\left(\frac{V_j}{c_0}\frac{\partial P}{\partial x_k}\right). \qquad (27.6.6)$$

Решение этого уравнения в приближении однократного рассеяния дает следующее выражение для сечения рассеяния из рассеивающего объема в единицу телесного угла:

$$\sigma(\theta) = 2\pi k^4 V \cos\theta \left[\frac{1}{4T_0}\Phi_T(\mathbf{K}) + \cos^2\frac{\theta}{2}\frac{1}{c_0}E(\mathbf{K})\right], \qquad (27.6.7)$$

где $\Phi_T(\mathbf{K})$ и $E(\mathbf{K})$ — трехмерные спектральные плотности температуры и скорости, соответствующие «законам 2/3»:

$$\Phi_T(\mathbf{K}) = 0{,}033 C_T^2 K^{-11/3},$$

$$E(\mathbf{K}) = 0{,}061 C_v^2 K^{-11/3}, \qquad (27.6.8)$$

$\mathbf{K} = \mathbf{k} - k\mathbf{n}$ — вектор рассеяния, равный разности волновых векторов падающей k и рассеянной $k\mathbf{n}$ волны, $|\mathbf{K}| = 2k\sin\theta/2$, угол рассеяния θ определяется как угол между направлениями $\mathbf{k}$ и $\mathbf{n}$, T_0, C_0 — средние значения температуры воздуха и скорости звука в рассеивающем объеме.

Как следует из (27.6.7), рассеяние на угол θ определяется спектральными компонентами турбулентности, которые соответствуют масштабам

$$l(\theta) = \frac{2\pi}{|\mathbf{K}|} = \frac{\lambda}{2\sin\theta/2}. \qquad (27.6.9)$$

Под углом 90° рассеяние отсутствует. Рассеяние под углом 180° происходит лишь на температурных неоднородностях. С учетом (27.6.8) сечение рассеяния может быть выражено непосредственно через структурные функции [7]

$$\sigma(\theta) = 0{,}055\lambda^{-1/3}\cos^2\theta\left[0{,}13\frac{C_T^2}{T_0^2} + \frac{C_v^2}{C_0^2}\cos^2\frac{\theta}{2}\right] \times \left(\sin\frac{\theta}{2}\right)^{-11/3}. \qquad (27.6.10)$$

Это выражение получило подтверждение в натурных экспериментах, проведенных М. А. Каллистратовой, которая независимо определяла величины C_v^2 и C_T^2.

Решение уравнения (27.6.6) методом плавных возмущений позволяет найти структурные и спектральные функции флуктуаций фазы и логарифма амплитуды монохроматической звуковой волны в локально-изотропном турбулентном потоке:

Для плоской волны

$$D_\varphi^{пл} = \overline{[\varphi(x) - \varphi(x+r)]^2} = 2{,}9 C_n^2 k^2 r^{5/3} L, \qquad (27.6.11)$$

$$D_{\ln A}^{пл} = \overline{[\ln A(x)]^2} = 0{,}31 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}. \qquad (27.6.12)$$

Здесь через L обозначена длина пути, пройденная звуковой волной в однородной турбулентной среде.

Для сферической волны

$$D_\varphi^{сф} = \frac{3}{8} D_\varphi^{пл}, \quad D_{\ln A}^{сф} = \frac{2}{5} D_{\ln A}^{пл}. \qquad (27.6.13)$$

Формулы (27.6.11), (27.6.12) были экспериментально подтверждены Красильниковым.

Нарушение когерентности звуковой волны характеризуется радиусом поперечной когерентности, который определяется как точное расстояние $x_к$, на котором функция когерентности поля давления $\Gamma_2(x) = P(x)P^*(x+r)$ убывает в e раз по сравнению со значением при $x = 0$.

Функция когерентности выражается через структурную функцию фазы

$$\Gamma_2(x) = \Gamma_2^0 \exp\left\{-\frac{1}{2}D_\varphi(x)\right\}. \qquad (27.6.14)$$

Для плоской волны радиус когерентности записывается в следующем виде:

$$x_к = \left(1{,}4 C_n^2 k^2 L\right)^{-3/5}. \qquad (27.6.15)$$

27.7. АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Возможность количественного описания эффектов взаимодействия звука с атмосферой послужила основой для разработки в последние десятилетия методов дистанционного исследования атмосферного пограничного слоя с помощью направленного звукового излучения. По сравнению с другими известными методами дистанционного зондирования — метеорологической радиолокацией и лазерной локацией атмосферы — применение звуковых волн имеет ряд особенностей, обусловленных физической природой звука.

Скорость распространения звуковых волн в атмосфере гораздо сильнее зависит от параметров воздушной среды, чем скорость электромагнитных волн. Например, при изменении температуры воздуха на 1 °С изменение показателя преломления звуковых волн примерно в тысячу раз больше изменения показателя преломления электромагнитных волн. Соответственно сечение рассеяния звуковых волн на атмосферных температурных неоднородностях в миллион раз больше, чем для электромагнитных волн. Поэтому зондирование атмосферы с помощью звуковых волн существенно проще и экономичней других методов активного зондирования.

Вместе с тем звуковые волны сильно поглощаются в воздухе. Например, в нижней атмосфере затухание звука с длиной волны 3 см составляет около 100 дБ/км, а электромагнитной волны той же длины всего 0,01 дБ/км. Попытка увеличения дальности зондирования за счет увеличения интенсивности зондирующего излучения с помощью более мощных источников звука ограничивается нелинейными эффектами. Поэтому акустическая локация эффективна лишь для исследования нижней части атмосферы — пограничного слоя высотой примерно до уровня 1—1,5 км.

Турбулентную атмосферу при акустической локации можно рассматривать как объемно распределенную цель, т. е. совокупность множества отражающих элементов, имеющих статистически однородную структуру и полностью заполняющих рассеивающую область. Поскольку пространственный энергетический спектр турбулентных неоднородностей в атмосфере непрерывен, всегда найдутся спектральные компоненты, которые удовлетворяют условию (27.6.9) и которые будут определять интенсивность рассеяния на угол θ.

Рассеивающие свойства объемно распределенных целей характеризуются удельным эффективным сечением рассеяния σ, приходящимся на единицу рассеивающего объема. Именно эта величина при заданных технических параметрах локатора определяет мощность принятого рассеянного сигнала $P_{\text{пр}}$. Это следует из уравнения моностатической акустической локации

$$P_{\text{пр}} = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{1}{R^2} A_э Q \sigma. \qquad (27.7.1)$$

Здесь P_0 — излучаемая акустическая мощность, c — скорость звука, τ — длительность зондирующего импульса, R — расстояние до рассеивающей области, $A_э$ — эффективная площадь антенны, Q — множитель ослабления, учитывающий затухание звука в атмосфере. Как показывает приведенное уравнение, измерение мощности рассеянного сигнала позволяет оценить значение σ, если известно затухание Q. Таким образом, согласно соотношениям (27.6.10), (27.7.1), мощность сигнала $P_{\text{пр}}$ связана с характеристиками атмосферой турбулентности C_T^2 и C_v^2.

В атмосфере всегда существуют средние ветровые потоки, которые увлекают мелкомасштабные турбулентные неоднородности. При этом частота принятого рассеянного сигнала за счет движения рассеивателей будет испытывать доплеровский сдвиг частоты излучения. Следовательно, с помощью доплеровского акустического локатора можно определить лучевую составляющую скорости среднего потока, а при измерении в трех направлениях и полный вектор скорости ветра.

Устройство, обеспечивающее излучение мощного звукового сигнала в атмосферу, прием, регистрацию и обработку сигнала, рассеянного атмосферными неоднородностями, называется акустическим локатором. Чаще всего используется импульсное излучение, но известны и системы непрерывного зондирующего сигнала. Локатор может иметь одну приемопередающую антенну (моностатический вариант) или несколько пространственно разнесенных антенн.

Типичная блок-схема импульсного моностатического локатора показана на рис. 27.7.1.

В современном виде акустический локатор был создан в середине 60-х годов в Австралии Макаллистером. Цель этой работы состояла в изучении с помощью акустической локации инверсий температуры, существенных для дальнего распространения УКВ. По сравнению с более ранними аналогичными разработками главной особенностью этого устройства явилось использование звуковых волн сравнительно низкой частоты (950 Гц), существенное увеличение мощности излучения (в качестве излучателя использовалась матрица из 196 громкоговорителей), а также специальная запись принимаемого отраженного сигнала на аппаратуре факсимильной регистрации. Такая запись, хорошо известная в сонарах (морских ультразвуковых локаторах), позволила очень впечатляюще визуализировать пространственно-временную структуру термической турбулентности в координатах «высота рассеяния — текущее время». Работы Макаллистера убедительно показали возможности дистанционного акустического зондирования.

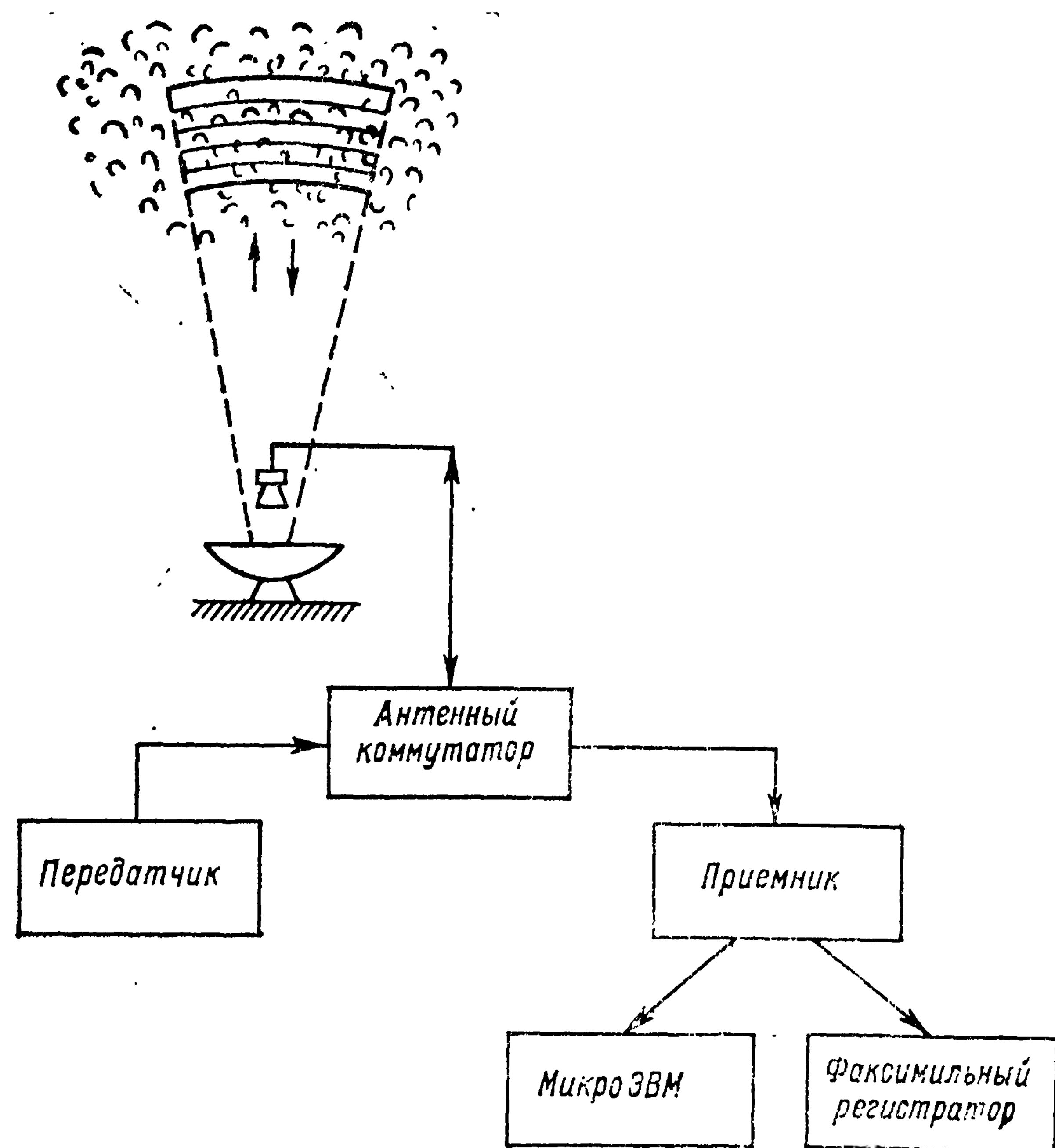


Рис. 27.7.1. Схема импульсного акустического моностатического локатора.

С этого времени развитие акустической локации атмосферы шло по трем основным направлениям: 1) разработка и техническое усовершенствование аппаратуры звуковых локаторов; 2) проверка достоверности данных акустического зондирования путем сопоставления с результатами традиционных прямых измерений; 3) расширение применения акустической локации для конкретных атмосферных исследований.

Исследования технических вопросов, связанных с акустической локацией, касались в основном выбора оптимального частотного диапазона зондирования с учетом спектра окружающих звуковых шумов, зависимости поглощения звука от частоты, требований к высотному диапазону зондирования. Изучались способы формирования узкого звукового пучка, эффективность противошумовой защиты. Много исследований посвящено вопросам разработки когерентной доплеровской техники на низких частотах и способам оптимального измерения доплеровской частоты.

В 70-х годах за рубежом начался серийный выпуск акустических локаторов. В СССР разработка экспериментальных образцов относится к концу 70-х годов.

Типичный акустический локатор имеет следующие основные технические параметры:

звуковая рабочая частота 1÷3 кГц;
длительность зондирующего импульса 50÷200 мс;
высотное разрешение 10÷40 м;
акустическая мощность излучателя 10÷100 Вт;
максимальная высота зондирования 500÷1500 м.

Области применения акустических локаторов в исследованиях физики атмосферного пограничного слоя непрерывно расширяются с начала 70-х годов [8]. Судя по опубликованным данным, к 1985 г. в мире эксплуатировалось несколько сотен таких установок, в том числе шесть — в СССР.

Выделим наиболее известные области исследований с использованием акустических локаторов и приведем отдельные примеры таких работ.

Большое внимание особенно в первые годы развития акустического зондирования уделялось сравнению получаемых

данных с результатами прямых метеорологических измерений. Для этого использовались хорошо развитые методы аэрологических исследований с помощью метеомачт, радиозондов, аэростатов, самолетов. Высотные профили температуры и скорости ветра, данные об устойчивости пограничного слоя сопоставлялись прежде всего с результатами факсимильной регистрации рассеянного сигнала (ФАК-записи). Было отмечено два резко различающихся типа записей. Дневным условиям неустойчивого состояния атмосферы при развитой конвекции соответствовала структура ФАК-записей с очень сильной изменчивостью максимальной регистрируемой высоты зондирования. В ночные часы при устойчивой стратификации атмосферы факсимильная запись соответствовала образующейся приземной инверсии (рис. 27.7.2). Высота инверсии, определяемая по стандартным метеоизмерениям, хорошо коррелировала с верхней границей слоя, определяемой по ФАК-записи.

Применение акустической локации в климатологии пограничного слоя состояло в накоплении данных о сезонном и суточном распределении высоты инверсий, их продолжительности, скорости подъема и опускания в зависимости от радиационных условий и синоптической обстановки, о связи слоев с орографией, скоростью и направлением ветра, об интенсивности конвекции и ее связи с облакообразованием. В настоящее время такие регулярные измерения проводятся в десятках пунктов во всем мире, в том числе в Арктике, в Антарктиде, на морских судах, в пустынных и горных районах.

В последние годы многие исследовательские группы изучают возможность определения по факсимильным записям классов устойчивости температурной стратификации в диффузионных моделях и получения необходимых для модельных расчетов данных без дорогостоящего температурного зондирования с помощью низкоуровневых радиозондов. Это позволяет оценить степень диффузии промышленных выбросов и проводить оперативный контроль метеорологических условий, способствующих повышению концентрации загрязняющих примесей в атмосфере.

Многие страны пробуют применять доплеровские акустические локаторы в аэропортах. Это связано прежде всего с необходимостью контроля за ветровыми сдвигами, приводящими к опасным ситуациям при взлете и посадке самолетов. Основной проблемой использования для этих целей акустической локации является проблема высокого уровня окружающих акустических шумов. Несмотря на это, определенные успехи достигнуты в США, Канаде, Франции. Такие измерения опытного характера проводятся и в СССР.

Большие возможности появляются при использовании акустической локации в изучении внутренних атмосферных волн в слое инверсии. По результатам длительных наблюдений за слоями инверсии исследуется частота появления атмосферных волн по сезонам и погодным условиям, проводится статистический анализ параметров волн. Использование нескольких разнесенных акустических локаторов позволяет определять периоды, фазовые скорости, направление распространения атмосферных волн и связь их с профилями средней скорости ветра.

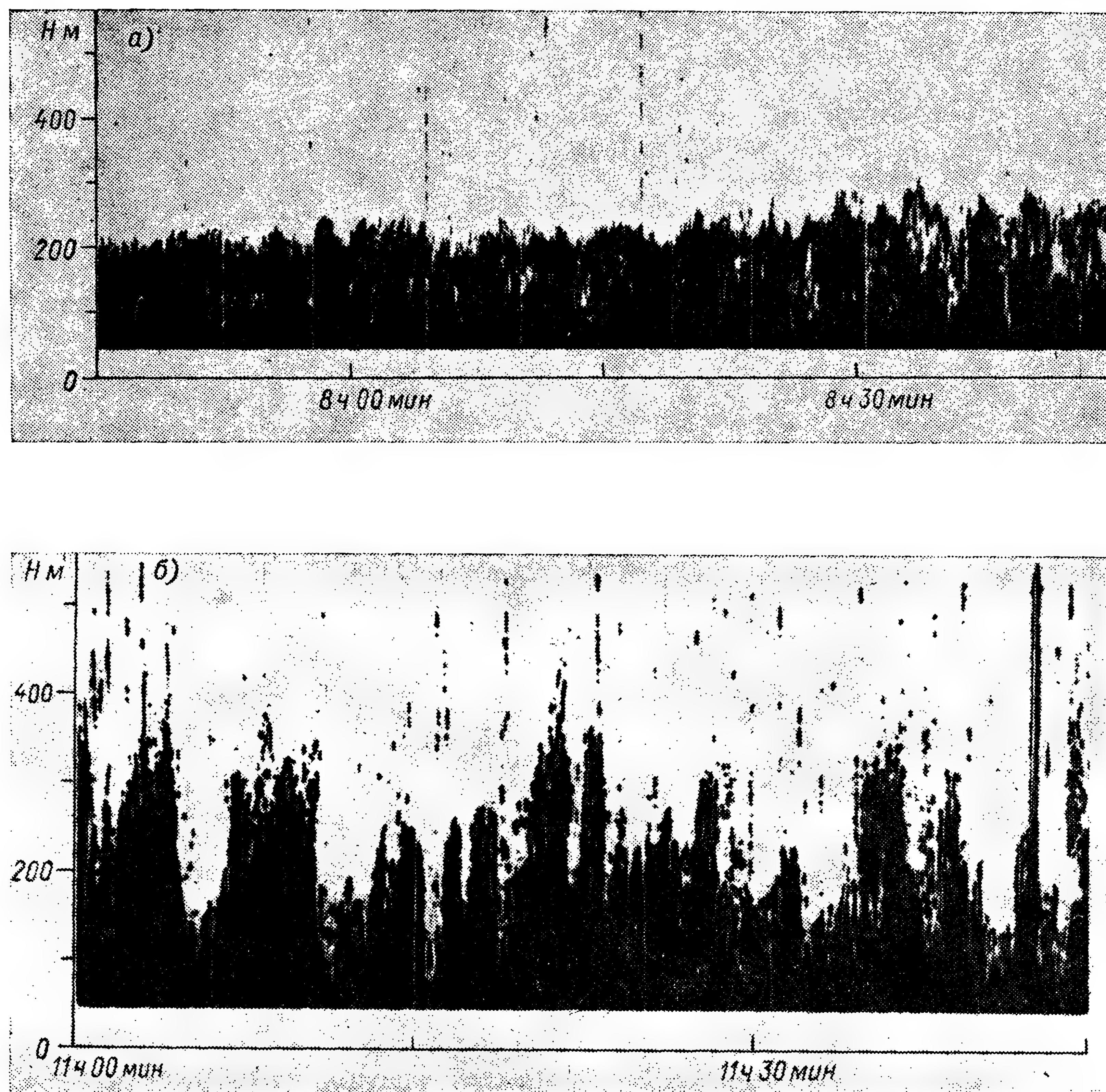


Рис. 27.7.2. Пример факсимильной регистрации сигнала акустического локатора 9 сентября 1980 г.

а — условия приземной инверсии температуры, *б* — условия развитой конвекции.

Данные акустической локации находят применение и в радиометеорологических исследованиях на приземных трассах радиосвязи и радиолокации. Впервые такие исследования были выполнены в эксперименте, где акустический локатор использовался для индикации структуры атмосферы на радиотрассе. Эхо-сигнал, отраженный от слоя инверсии температуры, использовался для объяснения структуры федингов на трассе микроволновой радиосвязи. Накопленный в настоящее время опыт подобных работ позволяет сделать вывод о возможности прогнозирования условий распространения радиоволн вдоль приземных трасс на основе данных акустической локации.

27.8. РАДИОАКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

В методе радиоакустического зондирования используется искусственно создаваемая с помощью мощного звукового излучения периодическая структура плотности воздуха. Такая искусственная «решетка» распространяется со скоростью звука и облучается электромагнитными волнами, излучаемыми до-

плеровским радиолокатором. Анализ доплеровского сдвига частоты радиосигнала, рассеянного на звуковой посылке, позволяет получать данные о температуре воздуха, скорости и направлении ветра. Влажность воздуха может быть измерена путем анализа амплитуды рассеянного сигнала.

Для достаточно длинного цуга звуковых волн рассеянный сигнал может наблюдаться лишь при выполнении условия Брэгга:

$$\lambda_e = 2\lambda_a \cos\varphi, \qquad (27.8.1)$$

где φ — угол между направлениями распространения акустической волны длиной λ_a и электромагнитной волны длиной λ_e.

Наиболее распространенная геометрическая схема радиоакустического зондирования [3] приведена на рис. 27.8.1. Радиолокация распространяющегося пакета звуковых волн может производиться непрерывным излучением с помощью раздельных идентичных радиоантенн, расположенных по бистатической схеме. Передающая и приемная радиоантенны обычно располагаются симметрично относительно источника звука в непосредственной близости от него.

Для определения профиля температуры воздуха все антенны направляются вертикально вверх и измеряется доплеровский сдвиг частоты радиосигнала на отдельных высотах:

$$\omega_g = \omega_0 - \omega_r = 2\omega_0 \frac{c}{c_e},$$

где ω_r — частота радиосигнала, отраженного от движущейся звуковой решетки, ω_0 — частота радиопередатчика, c_e — скорость радиоволн, c — скорость звука. Измеряя ω_g, можно определить c, а следовательно, и T на выбранных высотах.

Для измерения горизонтальной скорости ветра применяются более сложные схемы зондирования.

Метод радиоакустического зондирования входит в практику геофизических исследований значительно медленнее, чем метод акустической локации. Первая установка, созданная в начале 60-х годов в США, имела максимальную дальность зондирования 30 м. Спустя 10 лет удалось получить отраженный сигнал с высоты до 1,5 км. В последующие годы были разработаны и испытаны системы дециметрового и метрового диапазонов в США, СССР, Италии, ФРГ.

Испытания показали, что достижимо определение вертикальных профилей температуры с точностью 0,5 °C, т. е. с точностью метеорологических стандартов. Максимальная дальность зондирования зависела от метеорологических условий и рабочих длин волн и изменялась от 40 м (при $\lambda_e = 3$ см) до 3000 м (при $\lambda_e = 8$ м). В соответствии с этим менялось и пространственное разрешение от нескольких метров до нескольких сотен метров.

Эксперименты и теоретические работы конца 70-х — начала 80-х годов определили направления совершенствования систем радиоакустического зондирования и расширения их измерительных возможностей. Однако серийных установок пока не выпускается и все существующие устройства являются экспериментальными.

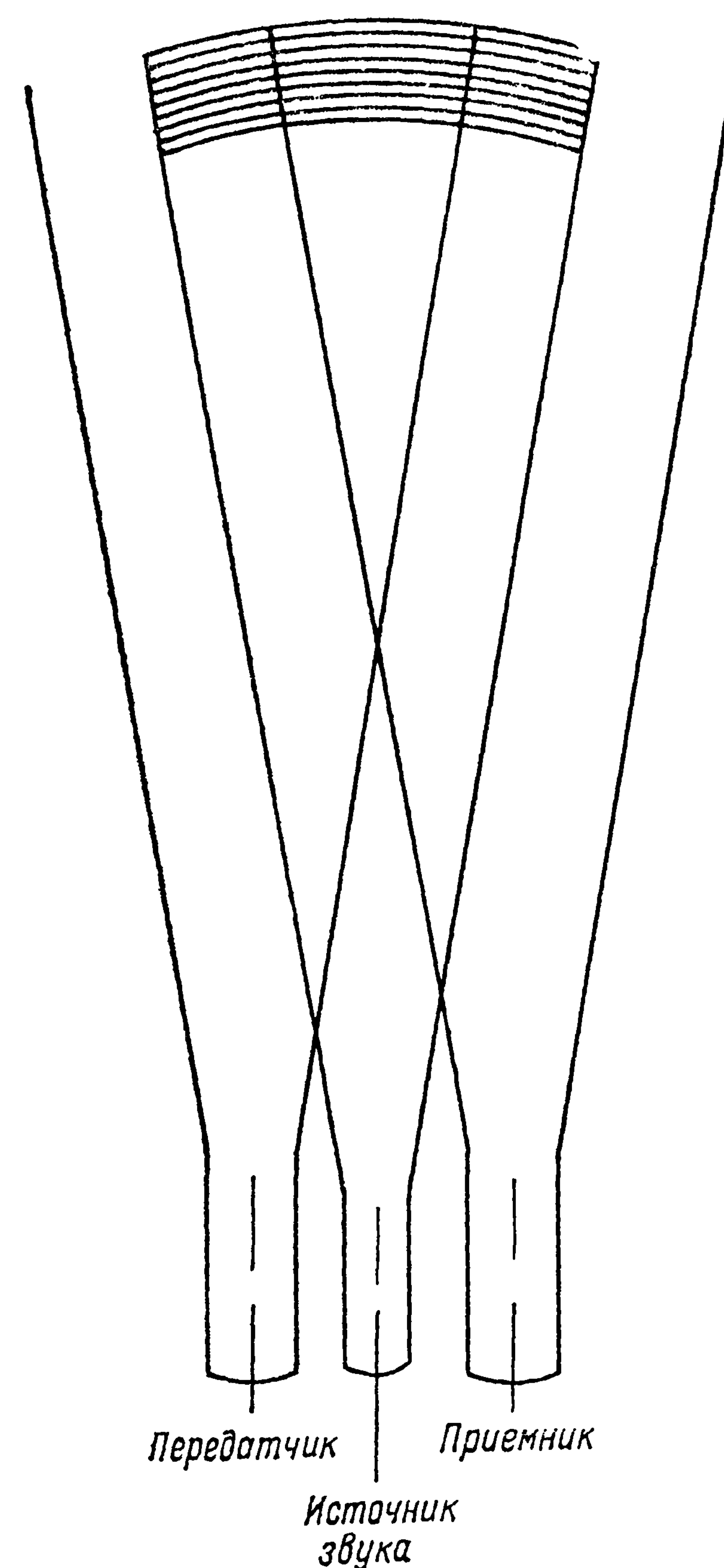


Рис. 27.8.1. Схема радиоакустического зондирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды.— М.—Л., 1946.— 220 с.
2. Иофе В. К., Корольков В. Г., Сапожков М. А. Справочник по акустике.— М.: Связь, 1979.— 312 с.
3. Каллистратова М. А., Кон А. И. Радиоакустическое зондирование атмосферы.— М.: Наука, 1985.— 198 с.
4. Красненко Н. П. Акустическое зондирование атмосферы.— Новосибирск: Наука, 1986.— 168 с.
5. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1.— М.: Наука, 1965.— 640 с.; Ч. 2.— М.: Наука, 1967.— 720 с.
6. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики.— М.: Наука, 1975.— 288 с.
7. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.— 548 с.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Авроральный овал 376
Адвективный туман 151
Адиабатический процесс 146
Азотная кислота 302
Азотные составляющие 299
Азотный ангидрид 302
Актинометрическое радиозондирование 176
Акустическая локация 501
Аллара закон 438
Альбедо водной поверхности 159
географическое распределение 170
льда 158
подстилающей поверхности 158
почвы 159
снежного покрова 158
травяного покрова 158
Амплитуда 219—227
Антарктика 216—221, 223, 228
Антициклогенез 144
Антициклон 143
Антропогенное загрязнение 14, 464
естественное 465
фоновое 481
Антропогенный аэрозоль 447
Аппроксимация 231
Арктика 216, 217, 219, 220, 223
Арктический фронт 142
Асимметрия 229
Астрономические факторы климата 31
Атмосферное электричество 395
Атмосферные ионы 395
Атмосферные фронты 142
Атмосферный прилив 248
Атомарный водород 296
Атомарный кислород 286, 288
Атомарный хлор 304
Аэрозоль 160, 403, 447, 464
вторичный 453, 465
мелкодисперсный 466
океанический 451
первичный 465
почвенный 449, 465, 475
Аэрозольные частицы 403
Аэрономия 361
Аэрономические реакции 368

«Багио» 144
Баланс влаги в атмосфере 22
Барическая депрессия 142
ложбина 142
система 143
Барический градиент 144
гребень 142
Барометрическое дыхание 372
Барометрическое распределение 362
Болтанка самолетов 199
Бриз 149
Брома соединения 306
Буге закон 411

Вектор 409
параметр Стокса 409
собственный 244
Элиассена—Палма 246, 258
Венцы 124
Вертикальное распределение 215
Вертикальные движения в облаках 103
Вертикальные токи 146
Верхние фронты 142
Ветер 64
геострофический 255
градиентный 64, 144
зональное распределение 64
корреляции 71
ледниковый 149
поперечная составляющая 71
продольная составляющая 71
распределение Вейбулла 71
распределение двумерное нормальное 70
распределение нормальное круговое 70
распределение по обобщенному закону Рэлея 70
распределение по закону Рэлея 71
Ветры
в тропическом циклоне 145
местные 149
Вещество, загрязняющее атмосферу 464
вторичное 465
первичное 464
Видимость 437
в атмосфере 437
в тумане 151
метеорологическая дальность 437
оптическая 437
наклонная 438
объектов 437
точечных источников света 438
«Вилли-вилли» 144
Вина закон смешения 265
Вихревая энергия 228
Вихревый поток 259
импульса 259
примеси 259
тепла 259
Влажноадиабатические процессы 17
Влажность 75
вертикальное распределение 76
государственный стандарт 76
в облаках 102
давление насыщенного пара 75
зональное распределение 77
аппроксимация 78
для континентальных и океанических районов 7
при ясной и пасмурной погоде 78
интегральное влагосодержание 77
погрешность измерений 75
пространственно-временное распределение 78
районирование 80
состояние насыщения 75
функции распределения и корреляции 80
аппроксимации 80
характеристики 75
абсолютная влажность 75
массовая доля влаги 75
вертикальный профиль 75
объемная (мольная) доля влаги 75
относительная влажность 75
отношение смеси 75
объемное (мольное) 75
парциальное давление (упругость) 75
точка росы 75
дефицит 75
Внетропические антициклоны, циклоны 143
Внешние геофизические факторы климата 31
Внешняя ионосфера 363
Внутренние геофизические факторы климата 31
Внутреннее сопротивление грозового генератора 397
Вовлечение 142
в воздушные облака 105
Водность облаков 102
Водозапас облаков 114
Водородные радикалы 295
Водородные соединения 293
Водяной пар (средняя атмосфера) 293
насыщающее давление 83
Воздействие токсического вещества резорбтивное
Воздушные массы 142
местные 142
теплые 142
холодные 142
Волнистообразные облака (ВО) 83

Волновое число 224, 225, 259, 409
вертикальное 246, 247, 259
горизонтальное 246, 259
Волна
внутренняя гравитационная 237, 246, 247, 248, 258, 259
мигрирующая 246
«насыщенная» 259
планетарная 231, 236, 245, 246, 248, 259
поляризация 409
Россби 246
стационарная 248, 256
фазовая скорость 409
частота 409
электромагнитная 409
Восходящие течения воздуха 17
Время фазовой релаксации 112
электрической релаксации 400
Вторичные аэрозоли 453
Выброс автотранспорта
антропогенный 465, 466, 469
допустимый предельный (ПДВ) 493
нагретый 489
примеси глобальной 471
промышленный неорганизованный 464
промышленный организованный 464
согласованный временный (ВСВ) 493
удельный 466
холодный 489
Выпадение примеси влажное 489
сухое 492
Высокоширотная область 376
Высота
источника эффективная 489
над уровнем моря, влияние на осадки 116
Алтай и Саяны 117, 120
Кавказ 117, 120
Карпаты 119, 121
Тянь-Шань 119
отрицательного заряда грозового облака 398
положительного заряда грозового облака 398
Выхолаживание ньютоновское 254
Вязкость 253

Газоанализатор автоматический 476
Гало 425
Галогеноуглеводороды 308
Геомагнитная активность 387
Геомагнитное возмущение 376
Геопотенциальные высоты 216, 228
Геторосфера 361
Гидроксил 296
Гидропероксил 297
Гидродинамика смеси газов 251
Гидродинамические турбулентные процессы 396
Главные фронты 142
Глаз циклона (бури) 145, 146
Глобальная атмосферно-электрическая токовая цепь 395
Глория 424
Годовое колебание 219, 220, 221
Годовые вариации 386
Гололед 150
гололедица 150
Гомосфера 254
Горно-долинные ветры 149
Городские туманы 151
Град, градобития 152
Градиент 23
давления горизонтальный 406
потенциала 406, 407
Гроза 153, 397
Грозовая активность 399
Грозовая ячейка 397
Грозовые источники, генераторы 395, 397, 399
Грозовые облака 395, 397

Давление 216, 217
воздуха 39
в ураганах (тропических циклонах) 145
корреляции 57
пространственно-временное распределение 143
Деполяризации степень 268
Диапазон звуковых частот 496
Диоксид азота 301
Диоксид углерода 292
Диссоциативная рекомбинация 377
Диффузия 251
амбиполярная 251
импульса 251
молекулярная 251
примеси 251, 489
турбулентная 251
Диффузионное распределение 361
Диэлектрическая проницаемость вакуума 395
Дневное свечение 382, 383
Дождь кислотный 488

Жизненный цикл циклонов
внетропических 144
тропических 145

Закись азота 299
Звуковое давление 496
Зимняя аномалия 381
Зональная энергия 228
Зональный ветер 215, 216, 218, 221, 222
Зоны влияния возвышенностей
предвосхождения 117
увеличения по склону 117
дождевая тень 117

Излучение
гамма 409
интенсивность 409, 438
оптическое 409
поглощение 410
поток 410
рассеяние 410
рентгеновское 409
сила 410
спектральная плотность 409, 410
энергия 410
Изменчивость климатических элементов 35
Изморозь 150
Изобары 143
Изогипсы 23, 143
Изотермы 23
Инвентаризация выбросов 465
Ионный состав 379
атмосферы 395
области D 319
средней атмосферы 319
Ионно-молекулярные реакции 368, 378
Ионосфера 362, 395
Испарение 22

Касп 376
Квантили одномерного распределения 240
Кирхгофа закон 265
Кислородные составляющие 276
Кислотность осадков 483
Класс опасности вещества 472
Классический электродный эффект 400
Классификация
аэрозоля 447
антропогенный 447
природный 447
стратосферный 456
облаков 83
Кластеры облачные 94
Климатические эффекты аэрозоля 459
Климатический годовой ход 33
Когерентность
звуковой волны 500
излучения 431
нарушение 434, 438
Компонент
вихревой 256
зональный 256
Конвективные вертикальные движения 146
Конвективные облака (КО) 83
поля и пространственная структура 92
Конвекция 146
затопленная 89
регулярная 94

свободная 254
ячейковая 83
Константы скоростей реакций
с учетом двух частиц 286, 328
трех частиц 286, 333
положительных ионов 315, 317, 318
Контраст
объекта 437
пороговый 437
Концентрация 251
аэрозольных частиц 403
вещества 464
весовая 464
допустимая предельная 472
населенных мест 472
разовая максимальная 473
среднесуточная 472
среднегодовая 474
фоновая 485, 486
ионов 403
легких 401
отрицательных 400
положительных 396, 400
тяжелых 404
капель в облаках 109
микроэлементов в воздухе 489
наземная 489
предельно допустимая (ПДК) 472
частиц численная 464
электронов 396
ядер конденсации 405
Кориолиса параметр 23, 144
Короткопериодические колебания плотности электрического тока 407
Корреляционная функция
Коррозия металла 475
Коэффициент
корреляции 33
Ми 417
ослабления 410
поглощения 410
присоединения легких ионов к аэрозольным частицам 403
пропускания 412, 413
рассеяния 412
рекомбинации 400
турбулентной диффузии 374, 382
турбулентной теплопроводности 372
турбулентного обмена 489
турбулентности 200
углового рассеяния 416
Коэффициенты
асимметрии 175
весовые 232
разложения 233
регрессии 232
эксцесса 175
Кристаллы в облаках 108, 111
Критерий качества атмосферного воздуха 472
Куртиса—Годсона метод 274
Кучево-дождевые облака 90

Ледяные ядра 21
Ледность облаков 113, 114
Линии шквалов 142
Ложбина барическая 142
Ланжевена ионы 395
Легкие ионы 395, 404

Магнитная проницаемость вакуума 395
Магнитное закручивание 252
Магнитное поле Земли 13
Магнитосфера 363, 396
Малые газовые составляющие 14
Масса ионов 396
электронов 396
молекулярная 251
Масштаб Монина—Обухова 402
турбулентности
внешний 202
внутренний 202
интегральный 202
Масштаб атмосферных процессов 84
Межполушарные различия 215—218
Мезомасштабные конвективные ячейки и облачные скоплен 89, 94
Мезопауза 13
Мезосфера 13, 216—220, 223—228, 361, 386
Меридиональное распределение 217
Метан 289
Метель 150
низовая 150
общая 150
Метеорологические явления 23
Метеоры 13
Метилбромид 307
Метилхлорид 310
Метилхлороформ 311
Метод слоя 146
частицы 146
Минус пяти третей закон 201
Модели глобальной атмосферно-электрической цепи 396
Кармана 210
CIRA 215—227
Моделирование загрязнения атмосферы 488
Модель грозового облака 398
полосы 272
Гуди 272
Малкмуса 272
типа «изолированной линии» 273
Эльзассера 272
шарового конденсатора 396
Молекулярный водород 295
Молекулярный кислород 286, 287, 288
Мониторинг загрязнения атмосферы 476
фоновый 483
комплексный 483
Моностатический акустический локатор 501, 502
Мутность атмосферы 483

Нагревание
источником 254
солнечным излучением 254
Напряженность
магнитного поля 395
электрического поля 395, 400, 404
Нелинейное ослабление 498
Нелинейные эффекты 439
Несжимаемость 254
Нефронтальные циклоны, антициклоны 145
Нитрат хлора 305
Ночное свечение 383, 384

Облака
в тропических циклонах 145
на фронтах 142
Область E 362, 379
F, F_1, F_2 362, 379, 380
Облачные системы 87
Обледенение 150
Обрушивание планетарной волны 259
Общая циркуляция атмосферы 29
Озон 288
общее содержание 254
Оксид азота 300
брома 306
хлора 304
углерода 391
Окклюзия 143
Оптическая толщина 112, 412, 428
передаточная функция 436
Оптический пробой 443
Оптические характеристики аэрозоля 447
объемная индикатриса рассеяния 447
объемный коэффициент экстиции 447
рассеяния (альбедо однократного рассеяния) 447
Оптические явления 424
Орографические туманы 151
Орографический эффект 399
Орография земной поверхности 399
Осадки атмосферные 116
распределение по земной поверхности 116
Австралия 128
Африка 125
зарубежная Азия 123
зарубежная Европа 121
Океания 130

Северная Америка 125
СССР 117
Южная Америка 128
в горах 128
в тропических циклонах 145
на побережье 128
Ослабление
излучения, света 410
матрица 411
объемный коэффициент 415
фактор эффективности 418
Остров тепла 476
Отношение смеси 251
Отраженная радиация 157
Отражение
излучение средой 439
импульса облаком 438, 439
радиолокационное 430
Отрицательные ионы 400
Отрог антициклона 143

Параметр Ми 417
Перегрев газовоздушной смеси 489
Перекисноазотная кислота 302
Перенос
излучения 411
изображения 435, 436
оптических сигналов 438
примеси трансграничный 487
уравнение 411
Перестройка циркуляции 221, 223
Планетарный пограничный слой 13
Плотность 216, 218, 220
воздуха
изопикнический уровень 45
корреляция 57
процентили отклонений 40
тока грозового источника 397
электрического заряда 395, 396
электрического тока 395, 396
Повреждение растительности 475
Поглощение 263, 265, 271
сечение 265, 277
коэффициент 265
водяного пара 267, 274
звука 497, 499
излучения 410, 413
газами 413, 427
коэффициент 414
методы расчета 415
облаками 423
объемный коэффициент 410
осадками 425, 426
сечение 418
спектры 414
функция 413
фактор эффективности 418
озона 266
кислорода 266
Поглощенная суммарная радиация 157
Погода 23
в антициклонах 144
в циклонах 144
Полином Лежандра 232, 233
Полосы поглощения
водяного пара 267
малых газовых составляющих 277
Хартли O_3 266, 270
Хеггинса O_3 266, 270
Шапюи O_3 266, 270
Шумана—Рунге O_2 266, 277
Полугодовое колебание 219, 220, 221
Полугодовые вариации 375
Полуэмпирическая модель 386
Поляризация 409
Полярная шапка 376
Полярные электропроводности 395
Полярный воздух 142
фронт 147
Порог
взрыва капель 441
освещенности 438
пробоя 443
Пост маршрутный 476
стационарный 476
Потенциал ионосферы 397, 398
электрического поля 397
Поток тепла турбулентный
энергии излучения 263
актинический 263
Почвенный аэрозоль 449
Превращение примеси 481
Преломление
излучения 417
показатель 417
флуктуации 431
Приближение
геострофическое 255
гидродинамическое 251
квази-геострофическое 255
квази-статики 254
соленоидальное 255
Примесь 251, 465
консервативная 257, 259
малая 251
химически активная 258
Проводимость
Педерсона 396
Холла 396
Прозрачность атмосферы 160
интегральная 160, 162
спектральная 160
Пространственная структура электрического поля 404
Прямая солнечная радиация при безоблачном небе 157
Пульсаций скорости
изотропность 208
пространственные характеристики 200
спектральные характеристики 200
функция распределения 200
Пыльная буря 152

Радиационный баланс подстилающей поверхности 159
при безоблачном небе 159
Радиационные туманы 151
Радиация
длинноволновая 157
коротковолновая 157
рассеянная при безоблачном небе 157
солнечная 15
прямая 156
рассеянная 157
суммарная 157
ультрафиолетовая 263, 281
Радиоактивное излучение поверхности Земли 396
Радиоактивные вещества, примеси 396
Радиоакустическое зондирование 502
Радиолокация 430, 431
Радиус Земли 396
Радиоэхо 430
Разность потенциалов 397
Ракетные данные 215—219, 221, 223
Распределение частиц 447
формулы 448
Рассеяние излучения 410
аэрозолем 419
«белым» шаром 419
вынужденное 443
индикатрисы 411
комбинационное 417
матрица 416, 419, 422, 423
молекулярное 415, 416, 427
объемный коэффициент 415, 416
облаками 423, 425
осадками 425, 426
света частицами 417, 419
сечение 418
фактор эффективности 418
Рассеяния индикатриса
рэлеевская 268, 270
Хейньи—Гринстейна 269, 270
Распространение
излучения в турбулентной атмосфере 431
интенсивного излучения 439
оптических сигналов 438
Расход газовоздушной смеси 489
Регенерация антициклонов, циклонов 144
Рефракция звука 499
Ричардсона закон 204

Робла—Хейса модель 400

Самосогласованная модель 386
Свет 410
Свободные радикалы 15
Сезонный ход 217, 219, 220, 222
Сезонные вариации 382
Сечение рассеяния звука 500
Синергизм 474
Система
анализа проб воздуха централизованная 476
контроля загрязнения воздуха 476
координат
декартова 252
изобарическая 254
логарифмически-изобарическая 255
сферическая 252
цилиндрическая 252
Скользящий контроль 232, 233
Скорость звука 496
опасная 490
Слои атмосферы 13
Служба контроля загрязнения атмосферы общегосударственная 476
Смерч 148
Смог 481
Солнечная активность 373, 375, 388
Солнечное излучение 15
ультрафиолетовое 365
Сорбент твердый 476
Состав
малых газовых составляющих 251
осадков 484
Составляющая коэффициента турбулентного обмена вертикальная 489, 492
горизонтальная 489
Спектр 259
временной 239
мощности 246
молекул 414
поглощения 414
пространственный 239
размеров облачных капель 109
солнечный внеатмосферный 262, 275
Спектральная плотность
(мощность) вариаций градиента потенциала 407
освещенности энергетической 263
распределения аэрозольных частиц 404
Спектральная прозрачность атмосферы (СПА) 160
Справочная атмосфера 40, 215, 220, 230, 235
Спутниковые данные 215—219, 221—224
Среднеквадратическая невязка 232, 233
Среднеквадратическое отклонение 233, 238—240
Средняя атмосфера 215, 361
Средние поля 223, 225
Стандарт качества воздуха
вторичный 474
первичный 474
Стандартная атмосфера 39, 215, 230
Стандартные модели 387
Стационарные волны 224, 225, 226
Станция базовая 483
региональная 483
фоновая 483
Стефана—Больцмана закон 265
Стокса вектор-параметр 409
Стратосферное потепление 220, 221, 228, 229, 239, 246
Стратосферный аэрозоль 457
Струйные течения 147
нижних уровней 148
Структура метеорологических величин 33
облаков
вертикальная 95
верхнего яруса 97
конвективных 98
нижнего яруса 96
среднего яруса 97
горизонтальная 84
Структурная функция 500
Сульфатный аэрозоль 453, 454
Сумеречное свечение 384
Суммарная радиация 157
Суммирование вредного воздействия веществ 473
Суточные вариации 390, 391
Суточные колебания (вариации) 406
Сухоадиабатические процессы 17

Тайфун 144
Температура 215—221, 223—229
атмосферы яркостная 428
воздуха 39
зональное распределение 40
климатических районов 45
корреляция 57
Температурный градиент 100
режим облаков 98
верхнего яруса 99
нижнего яруса 98
среднего яруса 99
Тенденция загрязнения атмосферного воздуха 480
Теплая воздушная масса 142
Тепловая линза 439, 440
самофокусировка 439
Теплопроводность 254
молекулярная 254
турбулентная 254
Термический антициклон, циклон 144
Термодинамика атмосферы 17
Термодинамическая устойчивость атмосферы 18
Термодиффузия 251
Термопауза 361
Термосфера 221, 228, 361
Тест экспозиции 472
Тип наблюдений
маршрутный 476
передвижной 476
стационарный 476
Типы
антициклонов 143
воздушных масс 142
туманов 151
фронтов 142
циклонов 143
Ток
зарядки 394
разрядки 395
Токовые генераторы 395
Толщина
оптическая 269, 271
турбулентного электродного слоя 401
электродного слоя 401
Трансформация воздушной массы 142
Трение
ионное 252
рэлеевское 252
Триоксид азота 301
Тропический циклон 144
Тропопауза 58
Тропосфера 13
Туман 150
Турбулентная диффузия 374, 376, 396
Турбулентность
в облаках 103, 105, 107
когерентная 201
перемежаемость 203
природа 199
статистические характеристики (определение) 20(
стохастическая 201
ясного неба (ТЯН) 203
время существования 208
зависимость от метеоусловий и подстилающей
ности 205, 206
пространственные характеристики 204
распределение по высотам 203, 204
Турбулентный электродный слой 401
эффект 400
Тяжелые ионы 395

Убегание
водорода 377
гелия 377
Углеводороды 293
Углеродные компоненты 289
Ультратяжелые ионы 395
Универсальная суточная вариация 406
Уравнение
баланса 255

Больцмана 251
гидродинамики 251
гидростатики 252
движения 251
неразрывности 251
переноса 411
состояния 252
энергии 252
Устойчивость приземного слоя атмосферы 492, 493
Ущерб от загрязнения атмосферы 475

Фаза 219, 221, 223—227
Фазовое строение облаков 108
Фазовые переходы в атмосфере 20
Фактор
асимметрии 411
мутности (Линке) 160
эффективности 418
Физико-математическое моделирование глобальной атмосферно-электрической цепи 396
Флуктуации
амплитуды волны 435
интенсивности излучения 432
показателя преломления 431
температуры 431
фазы волны 434
Форма линии
доплеровская (гауссова) 264
лоренцева 264
фойгтовская 264
Формальдегид 290
Формула Бейтса 362, 386
Фотодиссоциация 364
Фотоионизация 364
Фреоны 308, 309, 311
Фтора соединения 307
Функция
базисная 232, 248
Грина 398
Дирака 398
естественная ортогональная 244, 245
источника 427
корреляционная 241, 242, 243, 244, 439
нагревания 254, 370
охлаждения 254
Планка 265, 274
притока энергии излучения 270
пропускания 272
сферическая 232, 233

Характерная толщина электродного слоя 401
Хлора соединения 303
Хлористый водород 310
Холодная воздушная масса 142
Холодный фронт 142

Центробежная сила 144
Центры действия атмосферы 144
Циклогенез 144
Циклон внетропический 143
тропический 144
Циклонический вихрь 221, 228, 229
Циркуляция 215, 223
местная 149
«остаточная» 257
стоксова 257

Четыреххлористый углерод 310
Число Бюргера 256
Кибеля 256
Рейнольдса 199
Ричардсона градиентное 199
Росби 199

Широтное распределение суммарной радиации 1
Широтные вариации 377, 382, 388
Шкала высот 362

Экзосфера 361
Экзосферная температура 362, 387
Эксайтсфера 363
Экспозиция склонов 117
Эксцесс 229
Экспоненциальный закон 396
Электрическое поле 252
атмосферы 395
Электричество приземного слоя 400
Электродный слой 401
Электродный эффект 400, 401
Электрон 396
Электронная частота столкновений с нейтральнь лами 396
Электропроводность атмосферы 395, 396, 400
Эмпирическая модель 215, 362, 386
атмосферы
аналитическая 232
глобальная 231
региональная 231
Энергия турбулентности (кинетическая) 202
скорость диссипации 200, 201, 202
Эффективное излучение 159
Эффективность нагревания 370
Эффективный заряд Земли 395
Эффекты нелинейные 439, 443

Ядра Айткена 405, 454
Ядра конденсации 21, 405
Яркость
объекта 437
фона 437
фотометрическая 410

Справочное издание

АТМОСФЕРА

Редакторы: О. В. Лапина, О. Д. Рейнгеверц. Художник И. Г. Архипов. Художественный редактор Б. А. Бураков. Технический редактор Н. Ф. Грачева. Корректор Л. Б. Емельянова.

ИБ № 1950

Сдано в набор 26.02.90. Подписано в печать 15.02.91. Формат 60×90 1/8. Бум. тип. № 1. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 64. Кр.-отт. 64. Уч.-изд. л. 88,1. Тираж 2800 экз. Индекс МОЛ-90. Заказ № 46. Цена 4 р. 90 к. Гидрометеоиздат. 199226. Ленинград, ул. Беринга, 38.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Государственного комитета СССР по печати. 190000, Ленинград, Прачечный переулок, 6.